

N° d'ordre :

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE 3^e CYCLE EN PHYSIQUE NUCLÉAIRE

PAR

René BETHOUX

SUJET

Couplage rotation-particule dans les bandes
fondamentales des isotones $N = 107$: ^{179}Hf , ^{181}W et ^{183}Os ;
comportement de la bande fondamentale de ^{182}Os .

Soutenue le 12 Juin 1973, devant la Commission d'Examen

JURY

MM. J. VALENTIN

Président

J. P. LONGEQUEUE

R. PIEPENBRING

} *Examineurs*

N° d'ordre :

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR DE 3^e CYCLE EN PHYSIQUE NUCLÉAIRE

PAR

René BETHOUX

SUJET

Couplage rotation-particule dans les bandes
fondamentales des isotones $N = 107$: ^{179}Hf , ^{181}W et ^{183}Os ;
comportement de la bande fondamentale de ^{182}Os .

Soutenue le 12 Juin 1973, devant la Commission d'Examen

JURY

MM. J. VALENTIN

Président

J. P. LONGEQUEUE

R. PIEPENBRING

} *Examineurs*

Président : Monsieur Michel SOUTIF
Vice-Président : Monsieur Gabriel CAU

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides
	ARNAUD Georges	Clinique des maladies Infectieuses
	ARNAUD Paul	Chimie
	AUBERT Guy	Physique
	AYANT Yves	Physique approfondie
Mme	BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie
MM.	BARBIER Jean-Claude	Physique expérimentale
	BARBIER Reynold	Géologie appliquée
	BARJON Robert	Physique nucléaire
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BARRA Jean-René	Statistiques
	BARRIE Joseph	Clinique chirurgicale
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
	BESSON Jean	Electrochimie
	BEZES Henri	Chirurgie générale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
	BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Georges	Electrotechnique
	BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
	BONNET-EYMARD Joseph	Pathologie médicale
	BONNIER Etienne	Electrochimie Electrometallurgie
	BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées
	BRAVARD Yves	Géographie
	BRISSENEAU Pierre	Physique du Solide
	BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
	CABANAC Jean	Pathologie chirurgicale
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologie
	CALAS François	Anatomie
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et Toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHARACHON Robert	Oto-Rhino-Laryngologie
	CHATEAU Robert	Thérapeutique
	CHENE Marcel	Chimie papetière
	COEUR André	Pharmacie chimique
	CONTAMIN Robert	Clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie Pathologique
	CRAYA Antoine	Mécanique
Mme	DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale
MM.	DEBELMAS Jacques	Géologie générale
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	DESRE Pierre	Métallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie animale
	DODU Jacques	Mécanique appliquée
	DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	DUGOIS Pierre	Clinique de Dermatologie et Syphillographie
	FAU René	Clinique neuro-psychiatrique
	FELICI Noël	Electrostatique

MM.	GAGNAIRE Didier	Chimie physique
	GALLISSOT François	Mathématiques Pures
	GALVANI Octave	Mathématiques Pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GEINDRE Michel	Electroradiologie
	GERBER Robert	Mathématiques Pures
	GIRAUD Pierre	Géologie
	KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
Mme	KOFLER Lucie	Botanique et Physiologie végétale
MM.	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
	KRAVTCHENKO Julien	Mécanique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	LACHARME Jean	Biologie végétale
	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique
	LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
	LEDRU Jean	Clinique médicale B
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	LOUP Jean	Géographie
Mlle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
	MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
	MALINAS Yves	Clinique obstétricale
	MARTIN-NOEL Pierre	Seméiologie médicale
	MASSEPORT Jean	Géographie
	MAZARE Yves	Clinique médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie nucléaire
	NEEL Louis	Physique du Solide
	OZENDA Paul	Botanique
	PAUTHENET René	Electrotechnique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
	PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	PERRET René	Servomécanismes
	PILLET Emile	Physique Industrielle
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	REULOS René	Physique Industrielle
	RINALDI Renaud	Physique
	ROGET Jean	Clinique de pédiatrie et de puériculture
	SANTON Lucien	Mécanique
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SILBERT Robert	Mécanique des fluides
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Philippe	Chimie générale
	VAILLAND François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique Nucléaire
	VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
M.	VERAIN André	Physique
Mme	VEYRET Germaine	Géographie
MM.	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
	YOCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	BEAUDOING André	Pédiatrie
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques appliquées
	BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
	BONNETAIN Lucien	Chimie minérale
Mme	BONNIER Jane	Chimie générale
MM.	CARLIER Georges	Biologie végétale
	COHEN Joseph	Electrotechnique
	COUMES André	Radioélectricité
	DEPASSEL Roger	Mécanique des Fluides
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GERMAIN Jean Pierre	Mécanique
	GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
	GLENAT René	Chimie organique
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	JANIN Bernard	Géographie
Mme	KAHANE Josette	Physique
MM.	MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
	PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
	FOULOUADOFF Michel	Electrotechnique
	REBEQ Jacques	Biologie (CUS)
	REVOL Michel	Urologie
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	ROBERT André	Chimie papetière
	DE ROUGEMONT Jacques	Neurochirurgie
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIBILLE Robert	Construction Mécanique
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

Mie	AGNIUS-DELOD Claudine	Physique pharmaceutique
	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBLARD Pierre	Dermatologie
	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	ARMAND Yves	Chimie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
	BELORIZKY Elle	Physique
	BENZAKEN Claude	Mathématiques Appliquées
	BILLET Jean	Géographie
	BLIMAN Samuel	Electronique (EIE)
	BLOCH Daniel	Electrotechnique
Mme	BOUCHE Liene	Mathématiques (CUS)
MM.	BOUCHET Yves	Anatomie
	BOUVARD Maurice	Mécanique des Fluides

MM.	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
	BRUGEL Lucien	Energétique
	BUISSON Roger	Physique
	BUTEL Jean	Orthonésie
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie médicale
	CONTE René	Physique
	COULOMB Max	Radiologie
	CROUZET Guy	Radiologie
	DURAND Francis	Métallurgie
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	GENSAC Pierre	Botanique
	GIDON Maurice	Géologie
	GRIFFITHS Michaël	Mathématiques Appliquées
	GHOULADE Joseph	Biochimie médicale
	HOLLARD Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	IVANES Marcel	Electricité
	JALBERT Pierre	Histologie
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	JOUBERT Jean-Claude	Physique du Solide
	JULLIEN Pierre	Mathématiques Pures
	KAHANE André	Physique générale
	KUHN Gérard	Physique
	LACOURNE Jean-Louis	Physique
Mme	LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM.	LANCIA Roland	Physique atomique
	LE JUNTÉ Noël	Electronique
	LEROY Philippe	Mathématiques
	LOISEAUX Jean-Marie	Physique Nucléaire
	LONGUEQUE Jean-Pierre	Physique Nucléaire
	LUU DUC Quang	Chimie Organique
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive
	MARECHAL Jean	Mécanique
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MAYNARD Roger	Physique du Solide
	MICHOULIER Jean	Physique (I.U.T. "A")
	MICOUD Max	Maladies Infectieuses
	MOREAU René	Hydraulique (INP)
	NEGRE Robert	Mécanique
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUT B)
	PEFFEN René	Métallurgie
	PELMONT Jean	Physiologie animale
	PERRET Jean	Neurologie
	PERRIN Louis	Pathologie expérimentale
	PFISTER Jean-Claude	Physique du Solide
	PHÉLIP Xavier	Rhumatologie
Mlle	PIERY Yvette	Biologie animale

MM.	RACHAIL Michel	Médecine Interne
	RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
	RENAUD Maurice	Chimie
	RICHARD Lucien	Botanique
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
	SHOM Jean Claude	Chimie Générale
	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées
	VEILLON Gérard	Mathématiques Appliquées (INP)
	VIALON Pierre	Géologie
	VOOG Robert	Médecine Interne
	VROUSSOS Constantin	Radiologie
	ZADWORNY François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
	CHEEKE John	Thermodynamique
	GOLDSCHMIDT Hubert	Mathématiques
	SIDNEY STUARD	Mathématiques Pures
	YACOUD Mahmoud	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

Mme	BERIEL Hélène	Physiologie
Mme	RENAUDET Jacqueline	Microbiologie

Fait le 30 Mai 1972

A Marianne

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE 1

INTRODUCTION	1
--------------------	---

CHAPITRE II

TECHNIQUES EXPERIMENTALES ET RESULTATS	3
--	---

CHAPITRE III

LA CONSTRUCTION DE LA BANDE FONDAMENTALE DANS ^{183}Os	6
---	---

CHAPITRE IV

RESUME DE LA THEORIE	8
IV.1. - L'Hamiltonien modèle et ses valeurs propres	8
IV.2. - Les probabilités de transition électromagnétiques	12
IV.3. - Le moment magnétique	13

CHAPITRE V

DETAILS DE CALCULS ; COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE	15
V.1. - Les niveaux intrinsèques	15
V.2. - Les niveaux rotationels	17
V.3. - Les probabilités de transition et les moments magnétiques .	20

CHAPITRE VI

CONCLUSION	22
------------------	----

CHAPITRE VII

"BACK-BENDING" DANS LA BANDE FONDAMENTALE DE ^{182}Os	23
--	----

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Le présent travail concerne principalement le noyau ^{183}Os qui a été étudié au moyen des techniques de la spectroscopie γ sur faisceau en utilisant la réaction $^{183}\text{W}(\alpha, 3n)^{183}\text{Os}$. Cette étude a été entreprise pour obtenir des données complémentaires permettant d'analyser le couplage rotation-particule dans la bande fondamentale construite sur l'état intrinsèque $9/2^+ [624]$. L'orbite de Nilsson $9/2^+ [624]$ correspond à l'état fondamental des noyaux $N = 107$ ^{183}Os , ^{181}W , ^{179}Hf et ^{177}Yb . Cette orbite $9/2^+ [624]$ est issue de l'état $i 13/2$ du modèle en couches sphérique ; les sept orbites issues de cet état $i 13/2$ sont les seules orbites de parité positive présentes dans les noyaux à N impair de la région déformée $150 < A < 190$ avec $N > 95$. Les éléments de matrice de l'interaction de Coriolis entre ces états sont grands et permettent une étude détaillée du mécanisme du couplage rotation-particule.

Le noyau ^{181}W a été étudié récemment au moyen de réactions (α, xn) et sa bande fondamentale a été observée jusqu'à l'état rotationnel $31/2^+$ (réfs. 1,2,3).

La bande fondamentale de ^{179}Hf a été étudiée jusqu'à l'état $21/2^+$ par le dépeuplement d'un niveau isomérique de haut spin situé à 1106.0 keV (réf. 4).

Quant à ^{177}Yb , sa bande fondamentale n'est connue que jusqu'au niveau $13/2^+$ par réaction (d, p) (réf. 5).

Suffisamment de résultats expérimentaux sont donc connus pour les trois isotones ^{179}Hf , ^{181}W et ^{183}Os pour qu'une analyse comparative des propriétés liées à la structure de leurs bandes fondamentales soit possible dans le cadre d'un même modèle théorique.

De nombreux calculs théoriques pour des bandes rotationnelles fortement perturbées ont été faits précédemment dans le cadre du modèle unifié (réfs. 6,7), en tenant compte des interactions de paires et du couplage rotation-particule. Ces calculs ont montré que pour rendre compte des résultats expérimentaux, les éléments de matrice de l'interaction de Coriolis doivent être réduits (cf. par ex. réfs. 8 - 16).

Toutefois la raison pour laquelle de tels coefficients d'atténuation doivent être introduits n'est pas complètement comprise.

Ce modèle s'est aussi révélé satisfaisant pour reproduire les probabilités de transition électromagnétiques et le moment magnétique statique, lorsque les amplitudes de transition $M1$ avec $|\Delta K| = 1$ sont aussi réduites (réf. 11).

Dans le cas de ^{179}Hf , noyau pour lequel on connaît expérimentalement la valeur du moment magnétique statique (réfs. 4,17), il est possible de faire une analyse simultanée du moment magnétique et des rapports d'embranchement.

Pour les noyaux ^{181}W et ^{183}Os , seuls les rapports d'embranchement peuvent être comparés avec les résultats expérimentaux.

Le dernier chapitre de cette étude n'a pas de rapport direct avec les chapitres précédents. Ce chapitre concerne la bande fondamentale du noyau pair ^{182}Os qui est excitée au moyen de la réaction $^{182}\text{W}(\alpha, 4n)^{182}\text{Os}$. Des niveaux de spin élevé sont mis en évidence. La forte déviation de la simple loi rotationnelle en $I(I+1)$ observée pour ces niveaux de spin élevé est analysée dans le cadre des modèles théoriques existants.

CHAPITRE II

TECHNIQUES EXPERIMENTALES ET RESULTATS

Une cible métallique faite de poudre de tungstène de densité surfacique 15 mg/cm^2 et prise en sandwich entre deux feuilles très minces de formvar ($30 \text{ } \mu\text{g/cm}^2$) a été bombardée avec des particules α extraites du cyclotron à fréquence fixe du Forskningsinstitutet för Atomfysik de Stockholm. La composition isotopique de la cible était la suivante : ^{182}W : 94,4 %, ^{183}W : 2,53 %, ^{184}W : 2,32 % et ^{186}W : 0,8 %. Les rayons γ émis à la suite des différentes réactions (α, xn) ainsi induites ont été étudiés au moyen de différents jeux de détecteurs Ge(Li) dont le type, la taille, et la résolution en énergie sont donnés dans le tableau 1. Les calibrations en énergie et en rendement ont été faites au moyen de sources radioactives de nuclides standards. Les spectres enregistrés ont été analysés à l'ordinateur au moyen d'un programme ajustant les différents pics à des courbes gaussiennes.

En utilisant des particules α de différentes énergies entre 31 et 43 MeV, l'énergie de bombardement optimale pour étudier les cascades de rayons γ dans ^{183}Os a été trouvée entre 41 et 43 MeV. Outre les différences relatives importantes dans les fonctions d'excitation des rayons γ correspondant respectivement aux réactions ($\alpha, 2n$), ($\alpha, 3n$) et ($\alpha, 4n$) (fig. 1a), il existe une structure fine dans la population relative des différents états d'un même noyau (fig. 1b) : en effet les états de spin élevé sont relativement plus peuplés à des énergies de bombardement plus grandes. Avec des particules α de 43 MeV, on amène assez de moment angulaire dans le système pour pouvoir peupler dans le noyau final des états ayant des

valeurs de spin de l'ordre de 15 - 20 $\hbar$. En mesurant les fonctions d'excitation relatives, il est ainsi possible d'obtenir des renseignements sur l'ordre de succession des niveaux.

Les rayons γ émis à la suite des réactions (particule, xn) présentent une anisotropie angulaire qui dépend des valeurs des spins des états initial et final, et aussi des multipôles qui sont importants dans le champ de radiation. Aussi, afin de déterminer les multipolarités des transitions observées, les intensités relatives des différents rayons γ observés sont mesurées à quatre angles différents (90° , 110° , 125° et 140°) par rapport au faisceau incident. Les normalisations sont basées sur les intensités des rayons X $K\beta$ de l'osmium qu'on suppose isotropes. On montre que cette façon de normaliser est valable en comptant le nombre de particules α qui sont diffusées élastiquement par la cible. A cet effet, deux détecteurs de contrôle sont montés à des angles de 25° par rapport au faisceau incident. Dans les expériences présentes, les deux modes de normalisation concordent à quelques pourcents près. Pour éviter des corrections dues à l'absorption de rayons γ par la cible, l'angle entre la normale à la cible et le détecteur est maintenu constant. Les distributions angulaires observées sont ajustées de manière à être décrites par une expression du genre :

$$W(\theta) = \sum_{K=0,2,4} A_K P_K(\cos \theta)$$

où $P_K(\cos \theta)$ sont les polynômes de Legendre et A_K des coefficients dépendant de la population des sous états magnétiques, du spin des états initial et final, des multipolarités et des coefficients de mélange de la transition (réfs. 12,13). Ainsi, dans une bande rotationnelle d'un noyau de masse impaire, pour les transitions cross-over ($E2$), on s'attend à ce que la valeur de A_2/A_0 soit positive et la valeur de A_4/A_0 très légèrement négative, alors que pour les transitions cascades ($M1 + E2$), on s'attend à ce que la valeur de A_2/A_0 soit négative et la valeur de A_4/A_0 positive. Les résultats des mesures des distributions angulaires sont donnés dans le tableau 2 : on y trouvera les valeurs de A_2/A_0 et A_4/A_0 , de même que

les intensités relatives des différentes transitions, enregistrées à un angle $\theta = 125^\circ$ par rapport au faisceau. Les intensités des pics bien définis et intenses peuvent être déterminées avec une précision de l'ordre de 10 %. Les erreurs sur les valeurs des énergies données dans le tableau 2 sont d'environ 0,1 - 0,2 keV pour des pics bien résolus.

Un spectre γ direct, enregistré à un angle $\theta = 125^\circ$ pendant le bombardement de la cible de ^{182}W par des particules α de 43 MeV d'énergie est présenté dans la fig. 2.

Pour faciliter la construction du schéma de niveaux, une expérience de coïncidences γ - γ a été faite, en utilisant deux détecteurs Ge(Li) de 43 cm^3 (cf. tableau 1). Ces détecteurs sont placés symétriquement à des angles de $\pm 125^\circ$ par rapport au faisceau incident et un écran fait d'un alliage Pb - Cd est placé entre les détecteurs. Le système de coïncidence est décrit dans les réfs. 18 et 19. Il a un temps de résolution égal à 90 ns. Les données sont rassemblées dans une matrice de 4096×4096 canaux et enregistrées sur des bandes magnétiques à l'aide de l'ordinateur TRASK du Forskninginstitutet för Atomfysik de Stockholm. Pour faire l'analyse de l'expérience, on introduit des fenêtres sur l'un des axes de la matrice et les spectres de coïncidence sont ainsi obtenus. Un exemple d'un tel spectre de coïncidence est montré dans la fig. 3, tandis que les résultats qualitatifs de l'expérience de coïncidences sont résumés dans le tableau 3.

CHAPITRE III

LA CONSTRUCTION DE LA BANDE FONDAMENTALE DANS ^{183}Os

On sait que l'état fondamental dans ^{183}Os a pour spin-parité $9/2 +$ (réf. 20).

L'orbite de Nilsson $9/2 + [624]$ est la seule disponible dans cette région.

On s'attend à ce que les rayons γ émis à la suite de la réaction $^{183}\text{W}(\alpha, 3n)^{183}\text{Os}$ dés excitent préférentiellement les niveaux de rotation de la bande bâtie sur l'orbite de Nilsson mentionnée ci dessus.

La raison de cela est liée au mécanisme des réactions (I.L., xn) dans lesquelles les niveaux yrast, définis (cf. réf. 21) comme les niveaux d'énergie minimale pour un moment angulaire donné, sont fortement peuplés. Dans le cas présent, le peuplement de la bande fondamentale est favorisé non seulement par la grande valeur de $K(9/2)$, mais encore par le fait que les niveaux de spin élevé de cette bande sont abaissés par le couplage de Coriolis ; ces deux faits contribuent donc à faire correspondre la séquence des niveaux de la bande fondamentale à la séquence des niveaux yrast du noyau.

En tenant compte des relations entre les énergies et les intensités des différentes transitions, des distributions angulaires (fig. 4 et 5) et de l'expérience de coïncidence (tableau 3 et fig. 3) la bande fondamentale est construite jusqu'au niveau $33/2$ (fig. 4). Une confirmation supplémentaire sur l'exactitude des spins attribués aux différents niveaux est obtenue par l'analyse des fonctions d'excitation relatives (fig. 1b) et par l'étude du bilan d'intensité ; cette dernière quantité est toujours positive et varie de façon régulière d'un niveau à l'autre. L'existence des deux doublets ($187,5 \text{ keV} + 187,7 \text{ keV}$ et $492,0 \text{ keV} + 492,2 \text{ keV}$) est

confirmée par les deux mesures mentionnées ci-dessus et aussi par l'asymétrie constatée dans la forme de ces pics.

Plusieurs pics d'intensité faible ou modérée, observés dans les spectres γ (tableau 2) restent non attribués (tableau 2). De part l'étude des fonctions d'excitation, on peut conclure que quelques unes de ces transitions sont associées à la réaction $^{182}\text{W}(\alpha, 3n)^{183}\text{Os}$. L'interprétation de ces transitions sort toutefois du champ de la présente étude qui est limitée à la bande fondamentale.

CHAPITRE IV

RESUME DE LA THEORIE

IV.1. - L'Hamiltonien modèle et ses valeurs propres

L'Hamiltonien modèle s'écrit schématiquement :

$$H = H_{\text{intr.}} + H_{\text{rot.}}$$

où $H_{\text{intr.}}$ rend compte du mouvement intrinsèque et $H_{\text{rot.}}$ rend compte du mouvement de rotation et du couplage non-adiabatique entre ces deux degrés de liberté.

L'Hamiltonien intrinsèque se compose de deux parties : une partie tient compte du mouvement individuel des particules : $H_{\text{p.i.}}$ (particules indépendantes) et ses valeurs propres sont ϵ_v ; l'autre partie $H_{\text{rés.}}$ tient compte des interactions résiduelles.

Les principales contributions à $H_{\text{rés.}}$ proviennent des corrélations de paires d'une part, et du développement multipolaire rapidement convergent de l'interaction résiduelle à longue portée d'autre part.

On peut tenir compte approximativement des corrélations de paires en faisant la transformation canonique de Bogolinbov-Valatin et en introduisant la notion de quasi-particules.

Ainsi l'Hamiltonien H' , qui à l'aide des opérateurs de création et de destruction de particules indépendantes, s'exprime dans le formalisme de la seconde quantification sous la forme :

$$H' = H_{\text{p.i.}} + H_{\text{pair.}} = \sum_v \epsilon_v (a_v^+ a_v + a_{-v}^+ a_{-v}) - G \sum_{v,v'} a_v^+ a_{-v'}^+ a_{-v} a_v$$

où G est la constante de force de pairing, devient :

$$H' = H_{q.p.} = \sum_v E^{q.p.} (\alpha_v^+ \alpha_v + \alpha_{-v}^+ \alpha_{-v})$$

où α^+ (α) sont les opérateurs de création (annihilation) de quasi-particules définis par les relations :

$$\alpha_v^+ = u_v a_v^+ - v_v a_{-v}$$

$$\alpha_v = u_v a_v - v_v a_{-v}^+$$

$$\alpha_{-v}^+ = u_v a_{-v}^+ + v_v a_v$$

$$\alpha_{-v} = u_v a_{-v} + v_v a_v^+$$

Comme on s'intéresse à des noyaux de masse impaire, il faut tenir compte des effets du "blocking" : les paires de particules ne peuvent en effet pas diffuser dans l'état occupé par la particule célibataire. L'énergie intrinsèque d'un noyau où cette particule est dans l'état K s'écrit alors :

$$E_K^{(\tau)} = \epsilon_K + \sum_{v \neq K} 2 [v_v^{(K)}]^2 \epsilon_v - [\Delta(K)]^2/G - G \sum_{v \neq K} [v_v^{(K)}]^4$$

où Δ est le gap du au pairing et $v_v^{(K)}$ est la probabilité d'occupation de l'état v lorsque l'état K est bloqué.

Lorsqu'on tient compte en plus des corrélations à longue portée, l'Hamiltonien intrinsèque s'écrit :

$$H_{intr.} = H_{q.p.} + H_{vib.} + H_{p.v.c.}$$

où les deux derniers termes rendent compte des vibrations collectives ($H_{vib.}$) et du couplage quasi-particule-vibration ($H_{p.v.c.}$).

On peut décomposer la partie rotationnelle de l'Hamiltonien modèle en trois termes :

$$\begin{aligned} H_{rot.} &= H_{diag.} + H_{R.P.C.} + H_J \\ &= \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} (I^2 - I_3^2) - \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} (I_+ J_- + I_- J_+) + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} (J^2 - J_3^2) \end{aligned}$$

Le terme $H_{R.P.C.}$ rend compte du couplage de Coriolis ou couplage

rotation- particule.

Le dernier terme H_j est indépendant du moment angulaire total I , et on a l'habitude de l'introduire dans l'Hamiltonien intrinsèque. Ceci a pour effet de déplacer les niveaux de quasi-particules. Bien que les calculs de Pyatov et al. (réfs. 24 - 27) montrent que ce terme, appelé "terme de précession" conduit à un mélange des états intrinsèques avec les états à trois quasi-particules, de tels mélanges ne modifient pas les éléments diagonaux de H_j au premier ordre (réf. 28). Dans le modèle de Nilsson (réf. 29), on peut tenir partiellement compte de ce terme en normalisant les paramètres K et μ .

Les états propres de $H_{\text{diag.}} + H_{\text{int.}}$ s'écrivent :

$$|IMKv\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} D_{MK}^I(\omega) \chi_v + (-1)^{I+K} D_{M,-K}^I(\omega) \chi_{-v}$$

avec $\chi_{-v} = \exp(i\pi j_y) \chi_v$

où χ_v est la fonction propre de l'Hamiltonien intrinsèque.

M est la valeur propre de l'opérateur I_z exprimé dans le repère du laboratoire, et D_{MK}^I les éléments de matrice de rotation permettant de passer du repère du laboratoire au repère lié au noyau.

Les contributions diagonales de $H_{\text{rot.}}$ s'écrivent :

$$E = \frac{\hbar^2}{2J} \left\{ I(I+1) - K^2 + (-1)^{I+1/2} a(I+1/2) \delta_{K, 1/2} \right\}$$

où a est le paramètre de découplage ($a = - \langle \chi_{1/2} | j^+ | \chi_{-1/2} \rangle$)

qui peut par exemple être tiré du modèle de Nilsson.

Cette dernière expression s'étant montrée insuffisante pour rendre compte de certains résultats expérimentaux, on fait alors l'hypothèse que le modèle du moment d'inertie variable (V.M.I.) développé pour les noyaux pairs (réf. 38) est également valable pour les noyaux de masse impaire (réfs. 39,40). En introduisant un paramètre supplémentaire B pour rendre compte de cette variation du moment d'inertie, la contribution diagonale de l'Hamiltonien est alors donnée par :

$$E_{\text{diag.}}^K = \left[\frac{\hbar^2}{2m_0} + B \{ I(I+1) - K^2 \} \right] \left[I(I+1) - K^2 + (-1)^{I+1/2} a(I+1/2) \delta_{K,1/2} \right]$$

Les éléments non diagonaux s'écrivent :

$$V^{K,K+1} = - \left[\frac{\hbar^2}{2m_0} + B I(I+1) \right] \sqrt{(I-K)(I+K+1)} \langle K+1 | j_+ | K \rangle P_{K,K+1}$$

Ici les éléments de matrice de l'opérateur j_+

$$\langle K+1 | j_+ | K \rangle = \sum_{j,\ell} c_{j,\ell}^K c_{j,\ell}^{K+1} \sqrt{(j-K)(j+K+1)}$$

sont tirés du modèle de Nilsson ; les coefficients $c_{j,\ell}^K$ sont les amplitudes relatives des fonctions d'onde intrinsèques χ_K développées dans la base sphérique couplée de l'oscillateur harmonique caractérisée par les nombres quantiques N, ℓ et j .

$$\chi_K = \sum_{j,\ell} c_{j,\ell}^K |N, \ell, j \rangle$$

Les facteurs de pairing $P_{K,K+1}$ sont tirés de calculs du type Bardeen-Cooper-Schrieffer (B.C.S.).

Dans le cas présent, où chaque niveau est bloqué séparément, ces facteurs s'écrivent :

$$P_{K,K+1} = \left\{ u_{K+1}^{(K)} u_K^{(K+1)} + v_{K+1}^{(K)} v_K^{(K+1)} \right\} \prod_{K' \neq K, K+1} \left\{ u_{K'}^{(K+1)} u_{K'}^{(K)} + v_{K'}^{(K+1)} v_{K'}^{(K)} \right\}$$

où les indices supérieurs se réfèrent au niveau qui est bloqué.

La fonction d'onde du noyau, dans un état caractérisé par les nombres quantiques I et M s'écrit donc :

$$|I, M \rangle = \sum_{K,v} C_{I,K,v} |I, M, K, v \rangle$$

où les amplitudes $C_{I,K}$, obtenues après diagonalisation sont soumises à la condition de normalisation

$$\sum_{K,v} C_{I,K,v}^2 = 1$$

IV.2. - Les probabilités de transition électromagnétiques

On se limitera aux transitions M1 et E2 qui conservent la parité.

Les probabilités de transition M1 s'écrivent : (cf. réf. 12)

$$T(M1) = \frac{16\pi}{9} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E}{\hbar c} \right)^3 B(M1, I \rightarrow I')$$

avec :

$$B(M1, I \rightarrow I') = \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 \frac{3}{16\pi} U(M1, I \rightarrow I')$$

et

$$U(M1, I \rightarrow I') = \sum_{K_1=K_j \pm 1, K_j} C_{I K_1} C_{I' K_j} G_{M1}^{K_j, K_1} P_{K_1, K_j}$$

$$\times \left\{ \langle I, K_1, 1, K_j - K_1 | I', K_j \rangle + b_{M1} \delta_{K_1, 1/2} \delta_{K_j, 1/2} (-1)^{I'+1/2} \right. \\ \left. \langle I, 1/2, 1, -1 | I', -1/2 \rangle \right\}$$

Le deuxième terme dans l'équation ci-dessus n'est non nul que pour des bandes $K = 1/2$. Dans ce cas la quantité $b_{M1} G_{M1}^{1/2, 1/2}$ s'exprime sous la forme :

$$b_{M1} G_{M1}^{1/2, 1/2} = 2(-1)^{\ell+1} \sum_{\ell} a_{\ell 0}^2 (g_s - g_R) + 2a_{\ell 0} a_{\ell 1} \ell(\ell+1)(g_{\ell} - g_R)$$

Les éléments diagonaux de G_{M1} sont donnés par :

$$G_{M1}^{K, K} = \sum_{\ell, \Lambda} (-1)^{\Sigma-1/2} (g_s - g_R) + 2\Lambda (g_{\ell} - g_R)$$

et les éléments non diagonaux par :

$$G_{M1}^{K_1, K_j} = - G_{M1}^{K_j, K_1} = -\sqrt{2} \sum_{\ell, \Lambda} a_{\ell, \Lambda}^{K_j} a_{\ell, \Lambda}^{K_1} (g_s - g_R) \\ + a_{\ell, \Lambda+1}^{K_j} a_{\ell, \Lambda}^{K_1} \sqrt{(\ell+\Lambda+1)(\ell-\Lambda)} (g_{\ell} - g_R)$$

Les coefficients $a_{\ell \Lambda}^K$ sont les amplitudes des fonctions d'onde intrinsèques χ_K développées dans la base sphérique découplée $|N \ell \Lambda \Sigma\rangle$.

$$\chi_K = \sum_{\Lambda, \Sigma} a_{\ell \Lambda}^K |N \ell \Lambda \Sigma\rangle$$

et sont reliés aux coefficients $C_{j, \ell}^K$ définis précédemment par la relation :

$$C_{j \ell}^K = \sum_{\Lambda, \Sigma} \langle \ell \Lambda \ 1/2 \ \Sigma | j \ K \rangle a_{\ell \Lambda}^K$$

Les effets de non-adiabaticité introduisent des contributions non collectives, dues au couplage de Coriolis H_{RPC} . Ces effets sont donc négligeables dans l'étude des probabilités de transition E2, qui nous intéressent ici.

Les formules s'écrivent ici simplement (cf. réf. 12) :

$$T(E2) = \frac{4\pi}{75} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E}{\hbar c} \right)^5 B(E2, I \rightarrow I')$$

$$B(E2, I \rightarrow I') = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \left[\sum_{K_1=K_j} C_{I K_1} C_{I' K_j} \langle I K_1 \ 20 | I' K_j \rangle \right]^2$$

où Q_0 est le moment quadrupolaire du noyau.

IV.3. - Le moment magnétique

Le moment magnétique est défini, en unités de magnétons nucléaires comme :

$$\mu = \frac{\langle IM | \vec{\mu}_{op.} | IM \rangle}{I + 1}$$

avec :

$$\vec{\mu}_{op.} = g_s \vec{s} + g_l \vec{l} + g_R \vec{R}$$

où $\vec{R}$ est le moment angulaire de rotation du coeur pair. Les rapports

gyromagnétiques g_p et g_s se rapportent au nucléon célibataire, tandis que g_R est le rapport gyromagnétique collectif.

μ peut s'exprimer sous la forme :

$$\mu = g_R I + 1/2 \sqrt{\frac{I}{I+1}} U (M1, I \rightarrow I)$$

où $U (M1, I \rightarrow I)$ est défini au paragraphe IV.2.

CHAPITRE V

DETAILS DE CALCULS ; COMPARAISON THEORIE - EXPERIENCE

V.1. - Les niveaux intrinsèques

Bien que la présente étude soit restreinte aux bandes fondamentales des isotones $N = 107$, il est très important que dans notre modèle, les niveaux intrinsèques de basse énergie soient correctement localisés. En effet, les facteurs de pairing $P_{K,K+1}$ qui entrent dans l'expression des éléments de matrice de Coriolis et de $U(M1)$ dépendent de la position des niveaux de particules. Cette dépendance est particulièrement sensible dans le cas des isotones $N = 107$, où la faible densité de niveaux au voisinage de la surface de Fermi (cf. diagrammes de Nilsson en fig. 7) rend la contribution due à l'effet de blocking de plus en plus importante. (cf. réfs.15,30).

Sur la base de la discussion précédente, et en utilisant une méthode due à Ogle et al. (réfs. 22,23), une suite de niveaux de particules a été extraite des schémas de niveau expérimentaux de ^{177}Yb , ^{179}Hf et ^{181}W , noyaux où $N = 107$, et pour lesquels, au contraire de ^{183}Os , on connaît beaucoup de niveaux intrinsèques de basse énergie. La position de ces niveaux de particules dans ^{183}Os est alors obtenue par extrapolation à la déformation ϵ_2 correspondant à ce noyau.

Nous allons rapidement résumer cette procédure.

Les contributions aux énergies des têtes de bandes ne proviennent pas seulement de l'Hamiltonien de quasi-particules, mais aussi de $H_{\text{diag.}}$, $H_{\text{p.v.c.}}$ et $H_{\text{R.P.C.}}$. On peut toutefois évaluer initialement ces différentes contributions et les soustraire des valeurs des énergies de têtes

de bandes observées expérimentalement : $E_{\text{exp.}}(K)$. On inverse alors les équations du pairing pour tirer les énergies de particules à partir des énergies empiriques de quasi-particules ainsi obtenues : $E_{\text{emp.}}^{\text{q.p.}}(K)$. Une systématique des niveaux empiriques de quasi-particules, calculés de la manière précédente, et des niveaux de particules qui en sont déduits a été récemment publiée pour la région de déformation $150 < A < 190$ (réfs. 22,23).

Dans la procédure d'inversion des équations du pairing, on part d'un schéma de niveaux "standard" pour les niveaux situés loin de la surface de Fermi, et ensuite on fait varier les ϵ_v voisins de la surface de Fermi de façon à satisfaire la relation :

$$E_K^{\text{q.p.}} \approx E_{\text{emp.}}^{\text{q.p.}}(K)$$

où $E_K^{\text{q.p.}}$ est défini au paragraphe IV.1.

Dans la procédure d'ajustement, on impose en outre que la valeur du gap obtenue par un calcul B.C.S. sans blocking soit approximativement égale à la différence de masse impaire-paire (cf. réf. 22). La valeur de la constante de force de pairing G employée dans les calculs varie de 95 keV à 103 keV. Le nombre de niveaux considérés dans les calculs B.C.S. est égal à $2\sqrt{15N}$, N étant le nombre de neutrons (respectivement $\sqrt{15N}$ en dessus et en dessous de la surface de Fermi (cf. réf. 31).

L'Hamiltonien utilisé pour obtenir les niveaux standards est celui décrit dans la réf. 32 ; les paramètres du modèle K et μ sont choisis égaux à 0.0637 et 0.420 respectivement, le facteur d'échelle $\hbar\omega_0$ à 7.3 MeV, tandis que les paramètres de déformation des différents noyaux sont donnés dans le tableau 4.

Les résultats de ces calculs sont présentés dans la fig. 8 ; les énergies des niveaux de particules obtenues de manière semi-empirique pour ^{177}Yb , ^{179}Hf et ^{181}W y sont montrés en fonction du paramètre de déformation ϵ_2 ; comme cela a déjà été mentionné plus haut, la position des niveaux de particules dans ^{183}Os est obtenue par extrapolation à la valeur de ϵ_2 appropriée.

V.2. - Les niveaux rotationnels

En utilisant les résultats du paragraphe V.1., la matrice d'interaction est construite et diagonalisée dans l'espace sous-tendu par les orbites $N = 6$ issues du niveau sphérique $i 13/2$. Comme cela a été noté dans l'introduction, des calculs de Coriolis faits pour d'autres noyaux (cf. réfs. 8 - 16) ont montré que les éléments de matrice théoriques doivent être réduits. Ces calculs montrent aussi que l'on obtient un bon accord avec les résultats expérimentaux en réduisant préférentiellement les éléments de matrice reliant des états situés au voisinage de la surface de Fermi (voir par ex. réfs. 10 - 16). Pour cette raison, un élément de matrice effectif a été introduit (cf. réfs. 11 - 16) sous la forme :

$$v_{\text{eff.}}^{K,K+1} = f_K f_{K+1} v^{K,K+1}$$

Nous supposons que ces facteurs d'atténuation f_K varient avec la valeur de l'énergie du niveau de quasi-particules $E_K^{q.p.}$ suivant la relation :

$$f_K = 1 - \alpha \left[\exp - \beta (E_K^{q.p.} - \min E_K^{q.p.})^2 \right]$$

Il faut toutefois noter que cette paramétrisation des facteurs d'atténuation est une paramétrisation ad hoc, c'est à dire qu'il n'y a rien d'évident, du point de vue physique, qui permette de justifier la forme gaussienne employée ici. On remarquera cependant que cette fonction a la propriété de réduire principalement les éléments de matrice de Coriolis reliant des états situés près de la surface de Fermi.

Dans la procédure d'ajustement, on fait varier les paramètres $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0}$, B, α et β de façon à minimiser l'écart moyen entre les énergies expérimentales et les énergies calculées dans les bandes fondamentales de ^{179}Hf , ^{181}W et ^{183}Os .

Les résultats des calculs sont résumés dans les tableaux 5 à 9. Les valeurs obtenues pour les paramètres $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0}$, B, α et β sont présentées dans le tableau 5, alors que les énergies des niveaux de quasi-particules, les éléments de matrice $\langle K+1 | j+ | K \rangle$, les facteurs de pairing et

les facteurs d'atténuation sont présentés dans le tableau 6. Les fonctions d'onde calculées pour chaque niveau des bandes fondamentales des trois isotones sont données dans les tableaux 7, 8 et 9 respectivement. Dans la fig. 10, on montre les valeurs de $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0}$ et B obtenues pour ces trois isotones, en comparaison avec les valeurs obtenues pour les isotopes pairs adjacents par un ajustement jusqu'aux niveaux 10^+ .

L'analyse de ces résultats amène quelques commentaires qui permettent de justifier à postériori les hypothèses énoncées :

- Les variations de $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0}$ traduisent correctement les variations de la déformation quadrupolaire donnée dans le tableau 4 ; ces valeurs de $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0}$ obtenues varient également dans le même sens que celle obtenues pour les isotopes pairs adjacents (fig. 10).
- Le paramètre B varie régulièrement d'un noyau à l'autre ; la variation observée va dans le même sens que dans les isotones pairs voisins $N = 106$ et $N = 108$. Cette variation est peut être due à une contribution différente du couplage rotation-vibration dont le modèle ne tient pas compte autrement.
- Les coefficients empiriques α et β varient aussi régulièrement d'un noyau à l'autre, et les facteurs d'atténuations sont de plus en plus voisins de 1 lorsque Z augmente, c'est à dire que plus Z augmente, moins on a besoin d'atténuer les éléments de matrice théoriques.
- La qualité des ajustements dans les trois noyaux, c'est à dire la valeur de l'écart moyen observé entre les énergies expérimentales et les énergies calculées tend à devenir moins bonne lorsque Z augmente, ce qui pourrait indiquer une défaillance légère du modèle quand on va vers les bords de la région déformée. L'augmentation de B observée tendrait à confirmer cette défaillance.
- La comparaison, dans les tables 7, 8 et 9 des amplitudes $C_{I,K}$ obtenues pour chaque niveau I dans les trois noyaux semble significative : la contribution des composantes autres que $C_{I,9/2}$ augmente avec Z pour une valeur de I donnée et augmente avec I pour un même noyau. Ceci traduit bien les oscillations de plus en plus violentes observées dans les courbes $\frac{E(I) - E(I-1)}{2I} = f(I^2)$ montrées dans la fig. 9.

Grace à la procédure d'ajustement décrite ci-dessus, il a donc été possible de trouver un Hamiltonien modèle dont les valeurs propres correspondent approximativement aux énergies expérimentales. Dans le paragraphe suivant, les fonctions d'onde obtenues pour ces valeurs propres sont utilisées pour calculer les probabilités de transition électromagnétique et les moments magnétiques statiques. Ces calculs peuvent servir de test de la qualité de la fonction d'onde.

V.3. - Les probabilités de transition et les moments magnétiques

Pour les trois isotones considérés, les résultats expérimentaux disponibles permettent d'évaluer le rapport d'embranchement

$$\lambda_I(\text{exp}) = \frac{I_Y(I \rightarrow I - 2)}{I_Y(I \rightarrow I - 1)}$$

dans le dépeuplement de plusieurs niveaux de spin 1, et de le comparer avec sa valeur théorique :

$$\lambda_I(\text{th}) = \frac{T(E2, I \rightarrow I - 2)}{T(M1, I \rightarrow I - 1) + T(E2, I \rightarrow I - 1)}$$

Les valeurs des moments quadrupolaires intrinsèques Q_0 sont tirées des valeurs expérimentales $B(E2)$ pour les isotopes pairs adjacents (réfs. 34,35). Les valeurs numériques de Q_0 sont 6.75 b., 6.70 b. et 6.20 b. pour ^{179}Hf , ^{181}W et ^{183}Os respectivement.

Bien qu'il existe quelques indications tant théoriques (réf. 41) qu'expérimentales (réf. 42) tendant à attribuer une faible valeur négative à g_1 pour les neutrons ($g_1 \approx -0,1$), la valeur de g_L a été choisie égale à zéro. De toutes façons, puisque g_L n'apparaît dans les calculs qu'à travers la différence ($g_L - g_R$), une faible valeur de g_L ne changerait pas les résultats de manière sensible. A priori, il est logique de penser que la valeur du rapport gyromagnétique collectif g_R est proche de la valeur de g_R dans les noyaux pairs adjacents ; pour cette raison, la valeur 0,3 a été adoptée pour g_R dans les calculs. En accord avec des calculs précédents (cf. réfs. 36,37), donnant un bon accord entre des moments magnétiques calculés et expérimentaux, la valeur de g_s a été choisie telle que $g_s = 0,6 \quad g_s \text{ libre} = -2,3$; cette réduction de g_s peut être expliquée comme due à un effet de polarisation du coeur pair par le nucléon célibataire.

D'autres calculs similaires à ceux-ci (réfs. 11-13) ont montré que les rapports d'embranchement ne peuvent avoir une interprétation satisfaisante que si les amplitudes de transition M1 intrabandes avec $|\Delta K| = 1$ sont réduites ; c'est pourquoi, suivant la même prescription que dans les réfs. 11-13, les calculs sont faits avec

$$G_{M1}^{K,K+1}(\text{réduit}) = f_K f_{K+1} G_{M1}^{K,K+1}$$

où les facteurs f_K sont ceux donnés dans le tableau 6. Les résultats ainsi obtenus sont résumés dans les tableaux 10 et 11; on peut ainsi voir que l'accord avec les résultats expérimentaux est remarquablement bon. De plus les calculs faits permettent de prédire les valeurs des moments magnétiques de ^{181}W et ^{183}Os , noyaux pour lesquels aucune valeur expérimentale n'est connue.

CHAPITRE VI

CONCLUSION

Le modèle utilisé ici rend très bien compte des énergies des niveaux de rotation, des moments d'inertie, des probabilités de transitions et des moments magnétiques statiques dans les bandes fondamentales des isotones $N = 107$, ^{179}Hf , ^{181}W et ^{183}Os , à condition que les éléments de matrice entre états intrinsèques avec $|\Delta K| = 1$ soient réduits.

Il n'existe aucune raison physique évidente pour introduire de tels facteurs d'atténuation.

Toutefois, un même facteur de pairing : $P_{K, K+1}$ intervenant dans les éléments de matrice des opérateurs j_+ et M_1 , on pourrait rechercher l'origine de ce facteur d'atténuation dans une mauvaise détermination de $P_{K, K+1}$ dans l'approximation B.C.S.

On remarquera également, sans chercher à l'expliquer, que les coefficients α et β introduits dans la paramétrisation de f_K varient régulièrement d'un noyau à l'autre, de sorte que l'utilisation de facteurs d'atténuation devient de moins en moins nécessaire lorsqu'on va vers les bords de la région déformée.

Il faut noter enfin que les calculs de Pyatov et al. (réfs. 24-27) donnant une explication de la présence des facteurs d'atténuation par des effets de polarisation dus à l'Hamiltonien H_j et par des forces dépendant du spin semblent reproduire les amplitudes $G_{M1}^{K, K+1}$ sans conditions supplémentaires.

CHAPITRE VII

"BACK-BENDING" DANS LA BANDE FONDAMENTALE DE ^{182}Os

En étudiant ^{183}Os par la réaction $^{182}\text{W}(\alpha, 3n)^{183}\text{Os}$, à une énergie de bombardement de 43 MeV, il s'est avéré que les particules α d'une telle énergie étaient aussi capables d'exciter la bande fondamentale de ^{182}Os jusqu'au niveau 16^+ (tableau 2 et 3). Les transitions entre niveaux de haut spin peuvent être placées avec un certain degré de confiance, principalement grâce aux résultats des expériences de coïncidences (tableau 3). Le schéma de niveaux de cette bande est présenté dans la fig. 11. Pour des valeurs de spin élevées ($10^+ \rightarrow 16^+$) la bande devie fortement d'une structure rotationnelle avec une loi en $I(I+1)$: ainsi la transition $12^+ \rightarrow 10^+$ a presque la même énergie que la transition $10^+ \rightarrow 8^+$ et les énergies des transitions $14^+ \rightarrow 12^+$ et $16^+ \rightarrow 14^+$ sont inférieures à celles des transitions $12^+ \rightarrow 10^+$ et $10^+ \rightarrow 8^+$. L'irrégularité dans la structure rotationnelle de la bande se manifeste par une compression des énergies des niveaux de haut spin, c'est à dire par un accroissement de la valeur du moment d'inertie effectif. Il est intéressant d'extraire des données actuelles, le moment d'inertie pour des différents niveaux rotationels et d'étudier sa variation par rapport à la vitesse angulaire. En suivant la méthode de Johnson et al. (réf. 43), la vitesse angulaire s'écrit :

$$\hbar \omega = \frac{dE}{d[\sqrt{I(I+1)})]}$$

et

$$\hbar^2 \omega^2 = 4 I (I+1) \left[\frac{dE}{d[I(I+1)]} \right]^2$$

La définition semi classique du moment d'inertie est la suivante :

$$\gamma = \frac{\hbar \sqrt{I(I+1)}}{\omega}$$

En combinant les deux dernières équations, on obtient :

$$\frac{2\gamma}{\hbar^2} = \left[\frac{dE}{d[I(I+1)]} \right]^{-1}$$

La dérivée $\frac{dE}{d[I(I+1)]}$ est calculée à partir des énergies de transition $E(I_i) - E(I_i - 2)$, en admettant que l'énergie rotationnelle totale est donnée par une expression au maximum quadratique en $I(I+1)$ sur l'intervalle $E(I_i) \rightarrow E(I_i - 2)$.

Au milieu de cet intervalle, on a les relations :

$$\begin{aligned} I(I+1) &= \frac{1}{2} [I_i(I_i+1) + (I_i-2)(I_i-1)] \\ &= I_i^2 - I_i + 1 \end{aligned}$$

et :

$$\begin{aligned} \frac{dE}{d[I(I+1)]} &= \frac{E(I_i) - E(I_i - 2)}{[I_i(I_i+1)] - [(I_i-2)(I_i-1)]} \\ &= \frac{E(I_i) - E(I_i - 2)}{4I_i - 2} \end{aligned}$$

On obtient alors :

$$\hbar^2 \omega^2 = \frac{I_i^2 - I_i + 1}{(2I_i - 1)^2} [E(I_i) - E(I_i - 2)]^2$$

et :

$$\frac{2\gamma}{\hbar^2} = \frac{4I_i - 2}{E(I_i) - E(I_i - 2)}$$

Les valeurs du moment d'inertie, obtenues de cette façon sont présentées dans la fig. 12, où elles sont portées en fonction des valeurs correspondantes du carré de la vitesse angulaire.

La forme en S observée ressemble à celle qui a été vue précédemment pour les bandes fondamentales des noyaux plus légers : $^{158,160,162}\text{Er}$, $^{164,166}\text{Yb}$, et ^{168}Hf (réfs. 43 - 46). Toutefois, c'est la première fois qu'un tel comportement est mis en évidence pour un noyau situé à la fin de la région déformée $150 < A < 190$.

Il faut noter aussi, dans ce cas, que le "back-bending" commence dès le niveau de spin 12^+ . Dans les noyaux plus légers mentionnés plus haut, les formes en S s'esquissent aux alentours des niveaux $14^+ - 16^+$.

Ce phénomène qui présente les caractéristiques d'une transition de phase, a été d'abord prédit par Mottelson et Valatin (réf. 47) comme pouvant être du au "Coriolis antipairing effect" (C.A.P.). Cet effet réduit les corrélations de paires quand la vitesse angulaire augmente. Le noyau peut ainsi subir deux transitions de phase, correspondant aux évanouissements successifs des corrélations de paires entre les neutrons puis entre les protons avant d'adopter pour le moment d'inertie la valeur d'un rotor rigide (cette valeur, présentée aussi dans la fig. 12 est calculée à une déformation appropriée pour $\omega = 0$). Le phénomène de "back-bending" observé dans le cas présent, pourrait correspondre à la disparition des corrélations entre les neutrons, car le modèle prédit que les corrélations entre les protons disparaissent à des valeurs de spin considérablement supérieures ($\sim 30 \hbar \rightarrow 40 \hbar$). Dans les calculs théoriques, l'influence de l'effet C.A.P. sur le moment d'inertie du noyau est généralement traité dans le cadre du modèle du cranking en traitant le pairing avec l'approximation B.C.S. Dans la situation présente, où le gap dû au pairing tend vers zéro, on sait que le traitement B.C.S. est une très mauvaise approximation, de sorte qu'une amélioration du modèle est nécessaire pour pouvoir décrire exactement le comportement du moment d'inertie.

- Le modèle proposé par Sorensen (réf. 48) consiste essentiellement en une extension de la théorie B.C.S. pour le pairing faible : en utilisant une méthode de générateur de coordonnées, une nouvelle fonction d'essai B.C.S. est introduite. En tenant compte seulement de deux niveaux intrinsèques, on peut reproduire des courbes en S.

- Krumlinde et Szymanski (réf. 49) ont développé un modèle mettant en jeu N nucléons de valence couplés à un rotor (cœur nucléaire). Ces nucléons sont distribués sur deux niveaux dégénérés, chaque niveau avec une dégénérescence de paires $\Omega = N/2$, et interagissent par une force de pairing

- On effectue une diagonalisation exacte de cet Hamiltonien en prenant pour base les opérateurs infinitésimaux de l'algèbre de Lie du groupe R(8). On peut obtenir également des courbes en S avec ce modèle. Une valeur critique du moment angulaire I, pour laquelle les nucléons de valence se découplent, apparaît naturellement.
- Dans l'approche de Stephens et Simon (réf. 50), on suppose que seulement deux nucléons, situés dans une orbite issue d'un niveau sphérique de j élevé sont découplés du coeur. Les calculs sont basés sur des couplages de Coriolis entre des états à 0 quasi-particule et des états à 2 quasi-particules. Il faut bien remarquer que dans ce modèle, l'effet de "back-bending" peut être reproduit en cassant seulement une paire de nucléons, alors qu'une véritable transition de phase met en jeu toutes les paires de nucléons (tout au moins les paires de neutrons ou de protons). Le système consiste donc en deux particules couplées à un coeur déformé. Les éléments de matrice de l'interaction de Coriolis sont non nuls entre des orbites différant d'une unité dans la valeur du nombre quantique K et s'écrivent dans ce cas :

$$V^{K,K+1} = \frac{-\hbar^2}{2\mathcal{M}} \langle \Omega \pm 1 | j \pm | \Omega \rangle \sqrt{(I-K)(I+K+1)} P_{K,K+1}$$

D'après cette équation il est évident que le couplage de Coriolis augmente avec le moment angulaire total I. Ainsi, lorsque la valeur du moment angulaire augmente, la force de Coriolis tend à découpler les deux particules du coeur et à aligner leurs moments angulaires individuels avec le moment angulaire total I. La valeur de l'élément de matrice $\langle \Omega \pm 1 | j \pm | \Omega \rangle$ augmente avec j, et pour une valeur de j donnée, décroît lorsque Ω augmente. Ce modèle prévoit que le "back-bending" n'est possible que si les éléments de matrice $\langle \Omega \pm 1 | j \pm | \Omega \rangle$ sont grands, c'est à dire si la surface de Fermi se trouve à proximité d'orbites issues d'un état sphérique de j élevé, et ayant une faible valeur de Ω .

Dans le cas de ^{182}Os , la surface de Fermi est proche de l'orbite de Nilsson $9/2^+ [624]$ ($\Omega = 9/2$) issue de l'état sphérique $i 13/2$ ($j = 13/2$). La valeur de Ω semble donc un peu grande pour qu'on puisse expliquer la présence du "back-bending" dans ^{182}Os dans le cadre de ce modèle.

REFERENCES

- (1) Th. Lindblad, H. Ryde and P. Kleinheinz, Nucl. Phys. to be published
- (2) F.M. Bernthal, R.A. Warner and R.W. Coles, Bull. Am. Phys. Soc., vol. 47, n° 3 (1972) p. 487
- (3) F.M. Bernthal and R.A. Warner, Cyclotron Laboratory, Michigan State University, Annual Report 1971-72
- (4) H. Hübel, R.A. Nauman, M.L. Andersen, J.S. Larsen, O.B. Nielsen and N.O. Roy Poulsen, Phys. Rev. C1 (1970) 1845
- (5) M.N. Vergnes et R.K. Sheline, Phys. Rev. 132 (1963) 1736
- (6) J.P. Davidson, Collective models of the nucleus (Academic Press, New York and London, 1968)
- (7) A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear Structure II (Benjamin, New York) to be published
- (8) S.A. Hjorth, H. Ryde, K.A. Hagemann, G. Løvnhøiden and J.C. Waddington, Nucl. Phys. A144 (1970) 513
- (9) G. Løvnhøiden, J.C. Waddington, K.A. Hagemann, S.A. Hjorth and H. Ryde, Nucl. Phys. A148 (1970) 657
- (10) F.S. Stephens, M.D. Holtz, R.M. Diamond and J.O. Newton, Nucl. Phys. A126 (1969) 129
- (11) S.A. Hjorth, G. Ehrling and A. Johnson, Nucl. Phys. A184 (1972) 181
- (12) Th. Lindblad, H. Ryde and P. Kleinheinz, Nucl. Phys. A201 (1973) 369
- (13) Th. Lindblad, H. Ryde and D. Barneoud, Nucl. Phys. A193 (1972) 155
- (14) P.G. Hansen, P. Hornshøj, and K.H. Johansen, Nucl. Phys. A126 (1969) 464
- (15) Th. Lindblad, D. Barneoud, S.A. Hjorth and H. Ryde, Proceedings of the International Conference on Heavy Ion Physics, Dubna, Febr. 1971, p. 512

- (16) Th. Lindblad, S.A. Hjorth, H. Ryde, A. Johnson and W. Klamra, Contribution to the Conference on High Spin Nuclear States and Related Phenomena, Stockholm, May 1971
- (17) S. Büttgenbach and G. Meisel, Z. Physik, 250 (1972) 57
- (18) K. Agehed, M. Andersson, B. Jansson, L. Harms-Ringdahl and J. Sztarkier, Research Institute for Physics, Stockholm, Annual Report 1970, p.195
- (19) L. Harms-Rindahl and J. Sztarkier, Nucl. Instr. 108 (1973)
- (20) J.O. Newton, Phys. Rev. 117 (1960) 1520
- (21) J.R. Grover, Phys. Rev. 157 (1967) 832
- (22) W. Ogle, S. Wahlborn, R. Piepenbring and S. Fredriksson, Rev. Mod. Phys. 43 (1971) 424
- (23) W. Ogle, S. Wahlborn, R. Piepenbring and S. Fredriksson, Royal Institute of Technology, Dept of Theoretical Physics, Stockholm, Publication n° TRITA-72-7 (March 1972)
- (24) N.I. Pyatov, M.I. Chernej and M.I. Baznat, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, JINR preprint E4-5468 (1970)
- (25) M.I. Chernej, M.I. Baznat and N.I. Pyatov, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, JINR preprint E4-5550 (1970)
- (26) M.I. Baznat, M.I. Chernej and N.I. Pyatov, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, JINR preprint E4-6265 (1972)
- (27) N.I. Pyatov, M.I. Chernej and M.I. Baznat, Physica Scripta, to be published
- (28) G. Ehrling and S. Wahlborn, Physica Scripta 6 (1972) 94
- (29) S.G. Nilsson, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 29 n° 16 (1955)
- (30) O. Prior, F. Boehm and S.G. Nilsson, Nucl. Phys. A110 (1968) 257
- (31) S.G. Nilsson, C.F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymanski, S. Wycech, C. Gustafson, I-L. Lamm, P. Möller and B. Nilsson, Nucl. Phys. A131 (1969) 1
- (32) I-L. Lamm, Nucl. Phys. A125 (1969) 504
- (33) I-L. Lamm, Private Communication

- (34) P.H. Stelson and L. Grodzins, Nucl. Data 1 (1966) 21
- (35) S.A. Lane and J.X. Saladin, Phys. Rev. C6 (1972) 613
- (36) J. De Boer and J.D. Rogers, Phys. Lett. 3 (1963) 649
- (37) E. Bodenstedt and J.D. Rogers, in Perturbed Angular Correlations, ed. by E. Karlsson, E. Matthias and K. Siegbahn (North-Holland, Amsterdam, 1964)
- (38) M.A.J. Mariscotti, G. Scharff-Goldhaber and S. Buck, Phys. Rev. 178 (1969) 1864
- (39) A.B. Volkov, Phys. Lett. 41B (1972) 1
- (40) P.R. Gregory and T. Taylor, Phys. Lett. 41B (1972) 122
- (41) S. Wahlborn and J. Blomqvist, Nucl. Phys. A133 (1969) 50
- (42) S. Nagamiya and T. Yamazaki, Phys. Rev. C4 (1971) 1961
- (43) A. Johnson, H. Ryde and S.A. Hjorth, Nucl. Phys. A179 (1972) 753
- (44) H. Beuscher, W.F. Davidson, R.M. Lieder and C. Mayer-Büricke, Phys. Lett. 40B (1972) 449
- (45) H. Ryde, S.A. Hjorth, D. Barneoud, A. Johnson, G.B. Hagemann and B. Herskind, Nucl. Phys. in Press
- (46) R.M. Lieder, H. Beuscher, W.F. Davidson, P. Jahn, H.J. Probst and C. Mayer-Büricke, Phys. Lett. 39B (1972) 196
- (47) B.R. Mottelson and J.G. Valatin, Phys. Rev. Lett. 5 (1960) 11
- (48) R.A. Sorensen, Phys. Lett. 38B (1972) 376
- (49) J. Krumlinde and Z. Szymanski, Institute of Nuclear Research, Warsaw, Report "p" n° 1419
- (50) F.S. Stephens and R. Simon, Nucl. Phys. A183 (1972) 257

LEGENDE DES FIGURES

- Fig. 1 Fonctions d'excitation relatives de rayonnements γ émis à la suite de trois différentes réactions $^{182}\text{W}(\alpha, xn)$ (fig. 1a). Quelques fonctions d'excitation correspondant à des rayonnements γ émis à la suite de la réaction $^{182}\text{W}(\alpha, 3n)^{183}\text{Os}$ (fig. 1b). Les différentes courbes sont normalisées avec l'intensité de la transition $13/2^+ \rightarrow 11/2^+$ dans la bande fondamentale de ^{183}Os , transition à laquelle on donne une intensité égale à l'unité pour toutes les énergies de bombardement.
- Fig. 2 Un spectre γ enregistré avec un détecteur Ge(Li) de $0,9 \text{ cm}^3$ pendant le bombardement de ^{182}W avec des particules α de 43 MeV.
- Fig. 3 Spectre γ enregistré en coïncidence avec le doublet à 492,0 keV + 492,2 keV.
- Fig. 4 Distribution angulaire de quelques transitions cascades dans la bande fondamentale de ^{183}Os .
- Fig. 5 Distribution angulaire de quelques transitions cross-over dans la bande fondamentale de ^{183}Os .
- Fig. 6 Schéma de niveaux proposé pour la bande fondamentale de ^{183}Os .
- Fig. 7 Diagrammes de Nilsson, mettant en évidence la faible densité de niveaux près de la surface de Fermi pour les isotones $N = 107$.
- Fig. 8 Schéma de niveaux de particules semi-empirique employé dans les calculs (voir le texte V.1).
Les paramètres de déformation pour les quatres isotones considérés sont donnés dans le tableau 4.

- Fig. 9 Variation de la quantité $\frac{E(I) - E(I-1)}{2I}$ en fonction de I^2 dans les bandes fondamentales de ^{179}Hf (réf. 4), ^{181}W (réf. 1) et ^{183}Os .
- Fig. 10 Valeurs de $\frac{\hbar^2}{2J}$ et de B obtenues après les calculs de Coriolis dans les bandes fondamentales de ^{179}Hf , ^{181}W et ^{183}Os , en comparaison avec les valeurs obtenues dans les bandes fondamentales des isotopes pairs adjacents par un ajustement jusqu'aux niveaux 10^+ .
- Fig. 11 Schéma de niveaux proposé pour la bande fondamentale de ^{182}Os .
- Fig. 12 Le moment d'inertie effectif en fonction du carré de la vitesse angulaire pour la bande fondamentale de ^{182}Os .

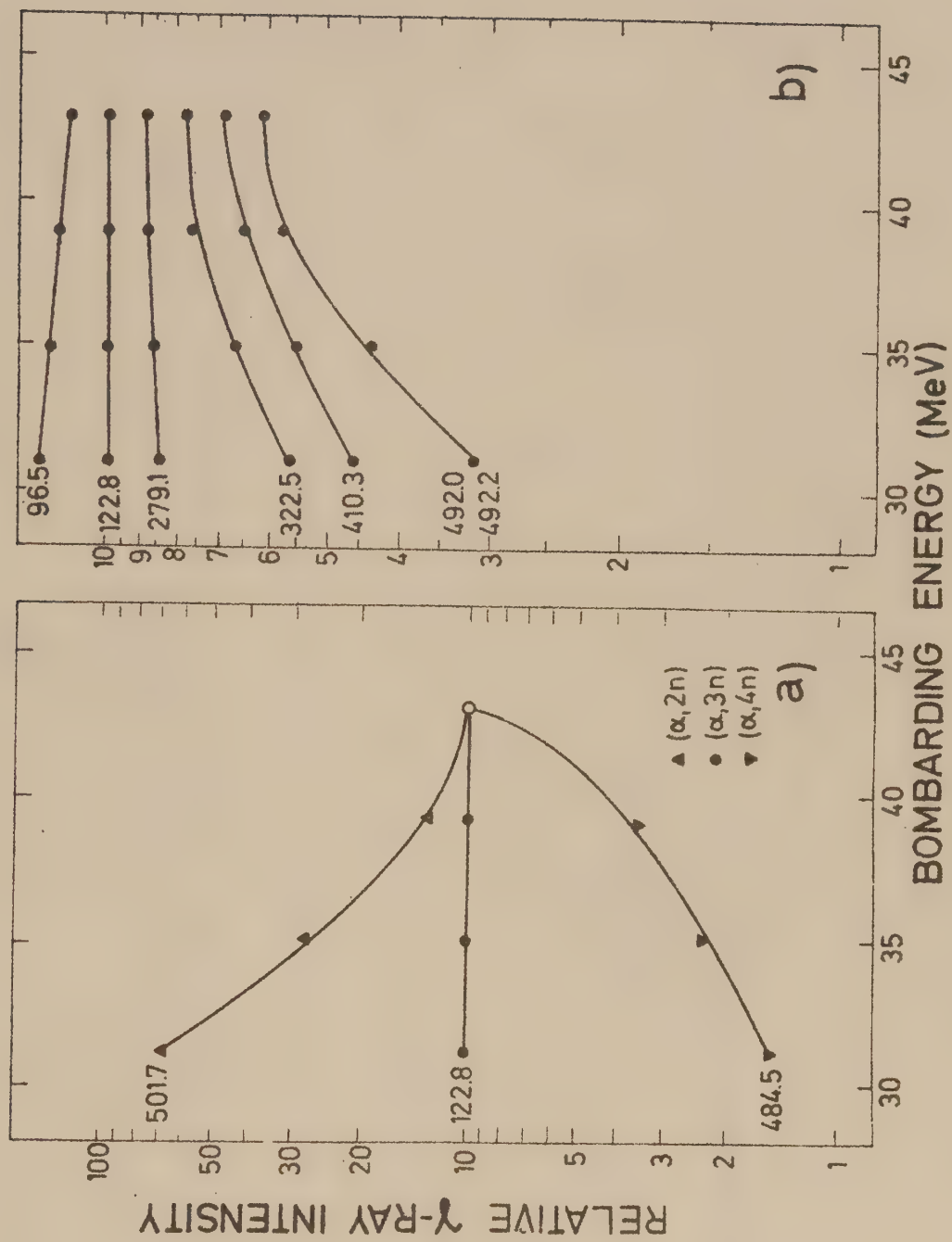


Figure 1

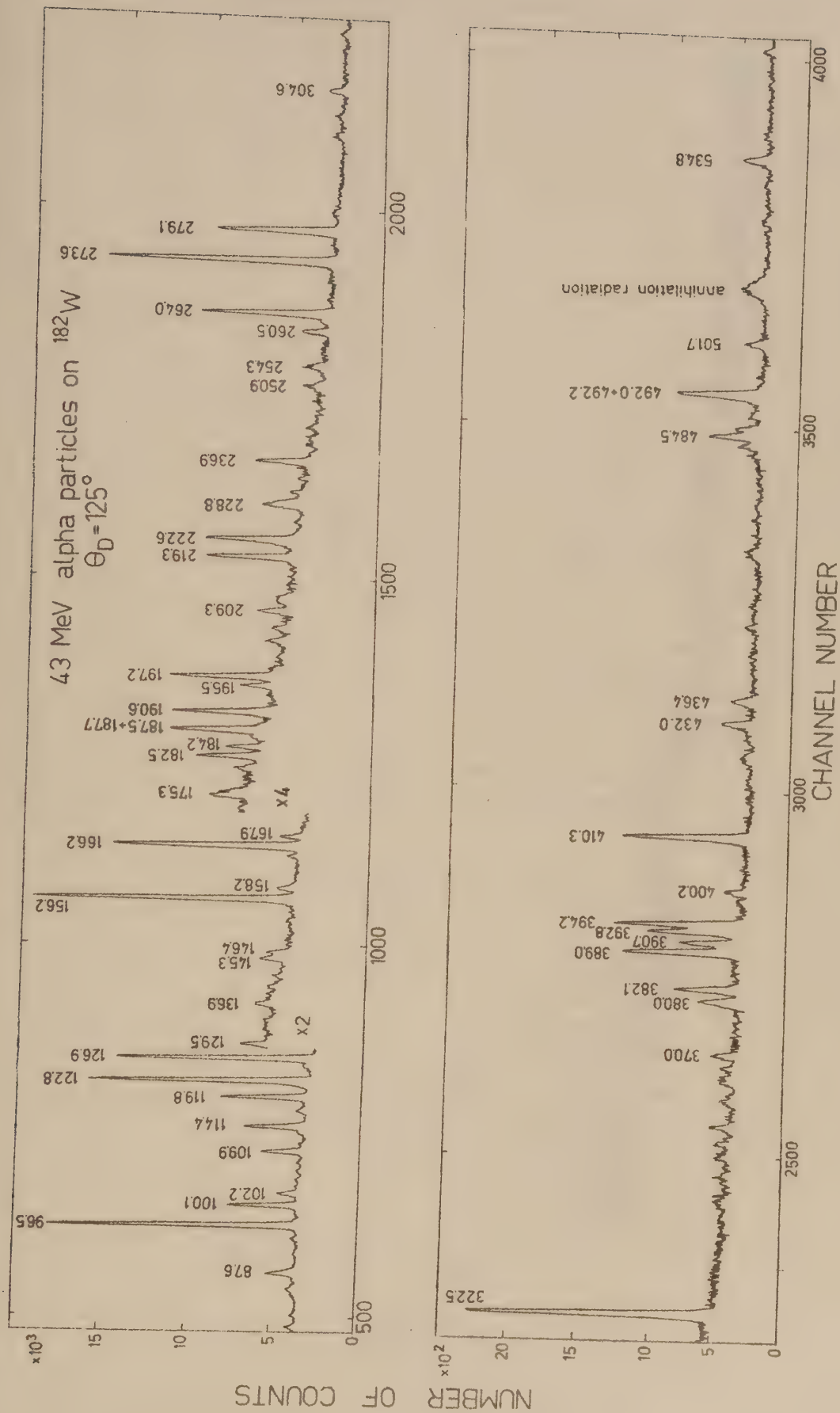


Figure 2

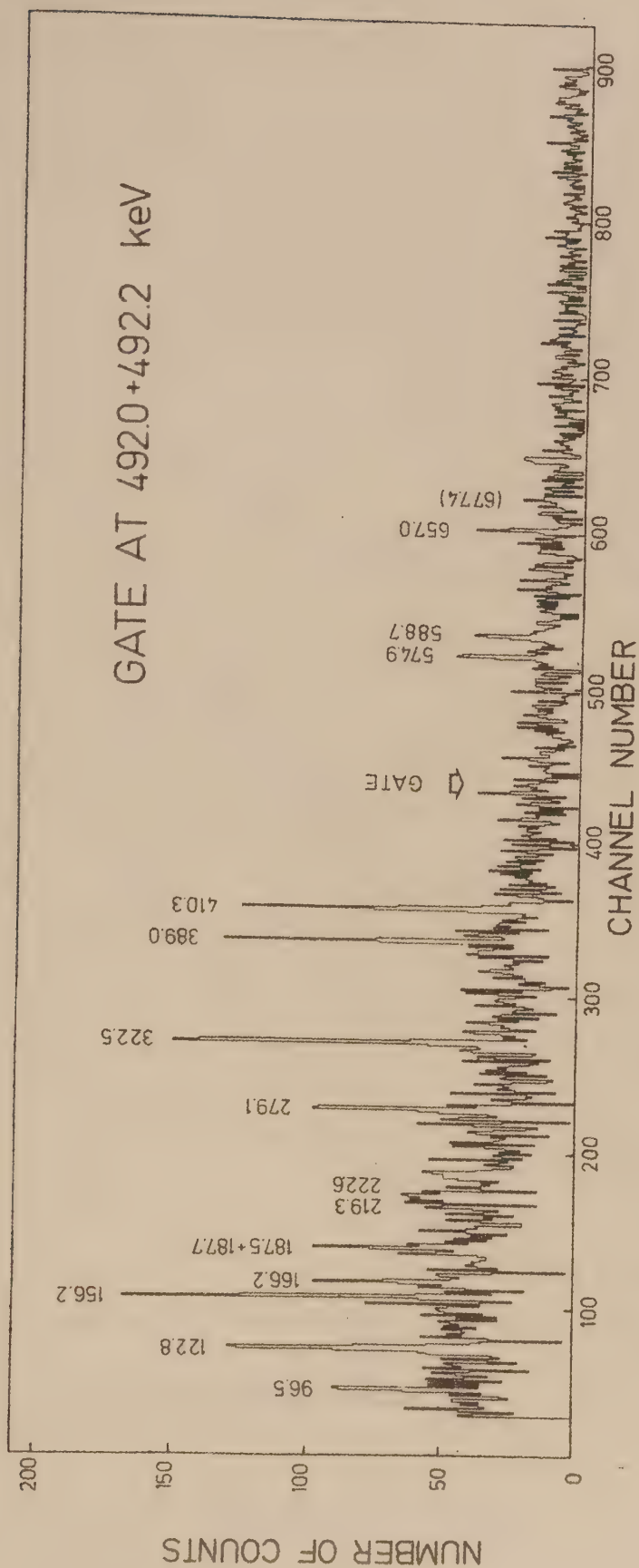


Figure 3

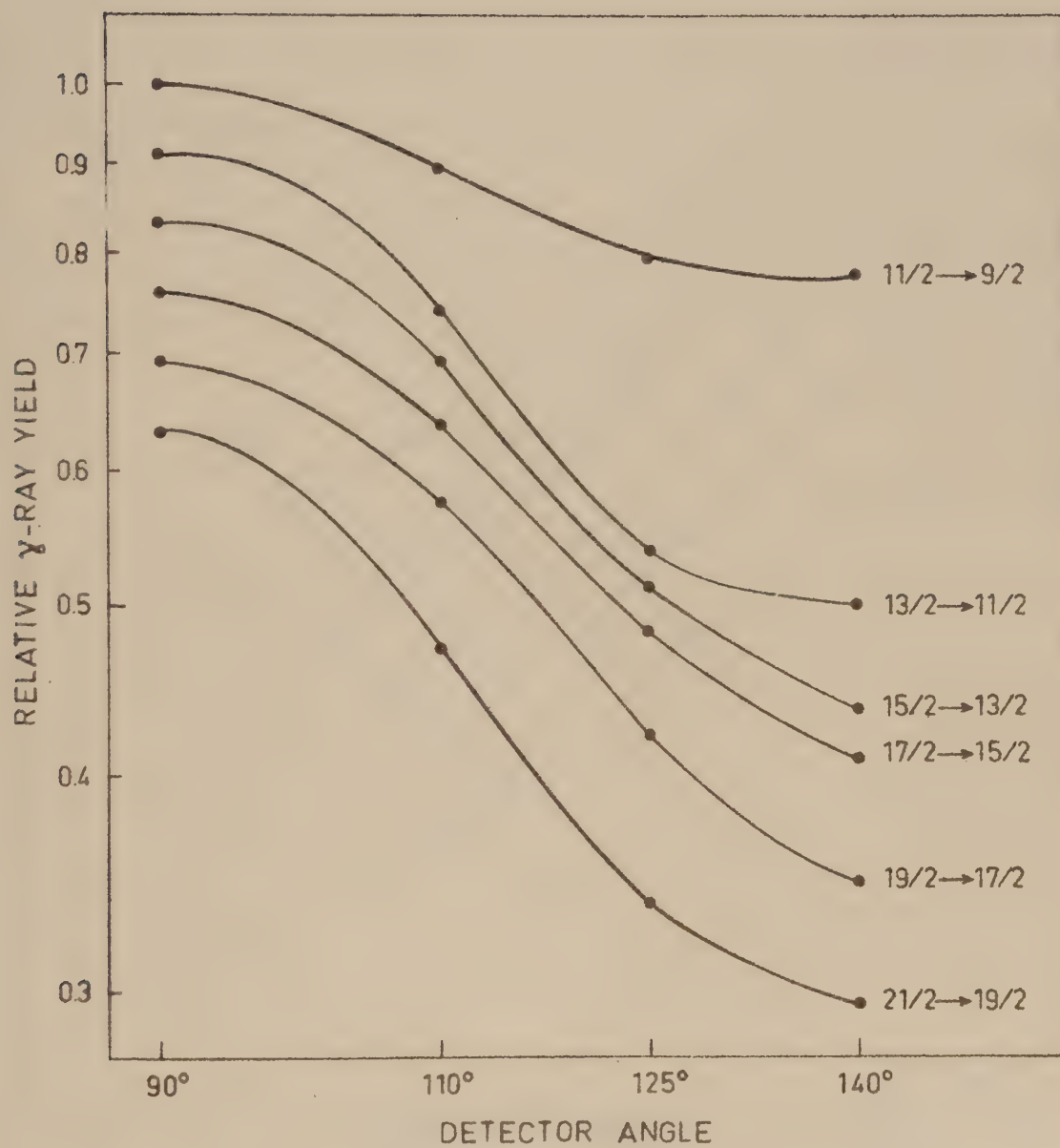


Figure 4

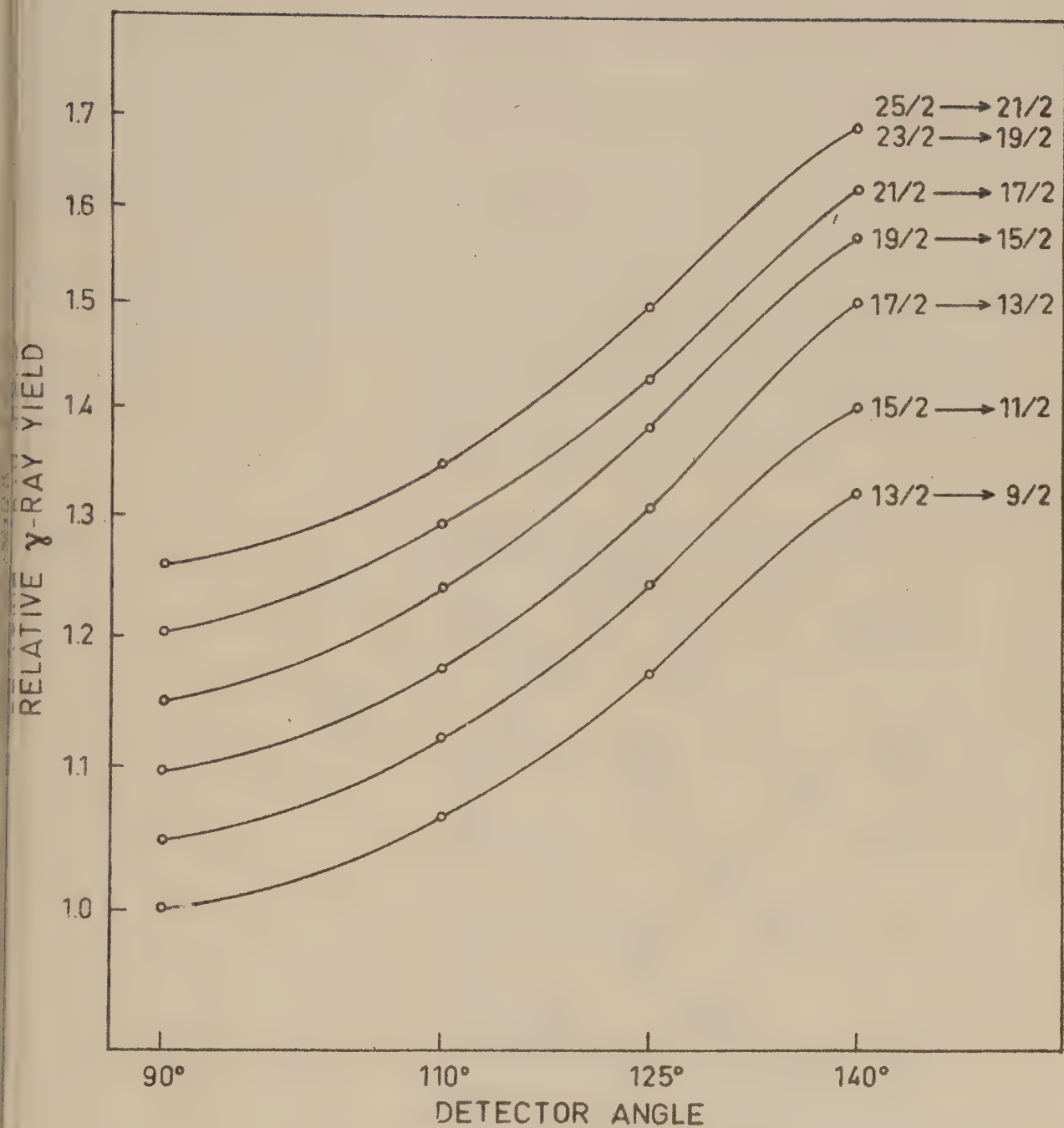


Figure 5

$^{183}_{76}\text{Os}_{107}$

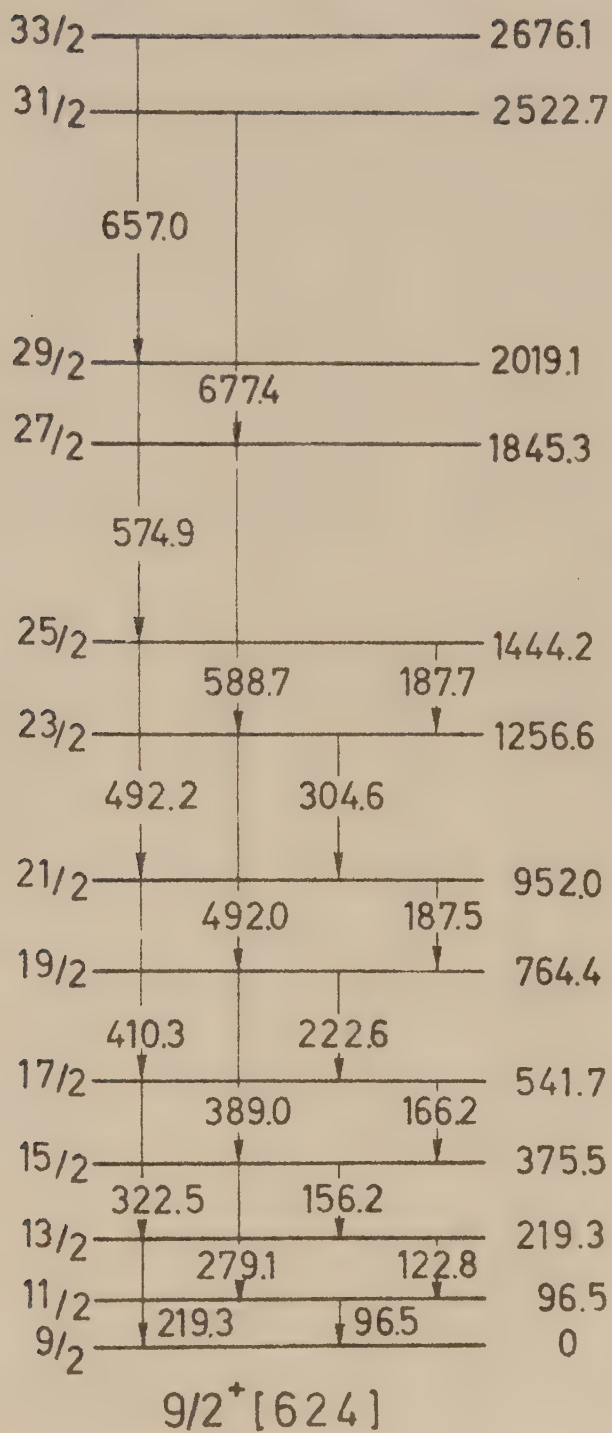


Figure 6

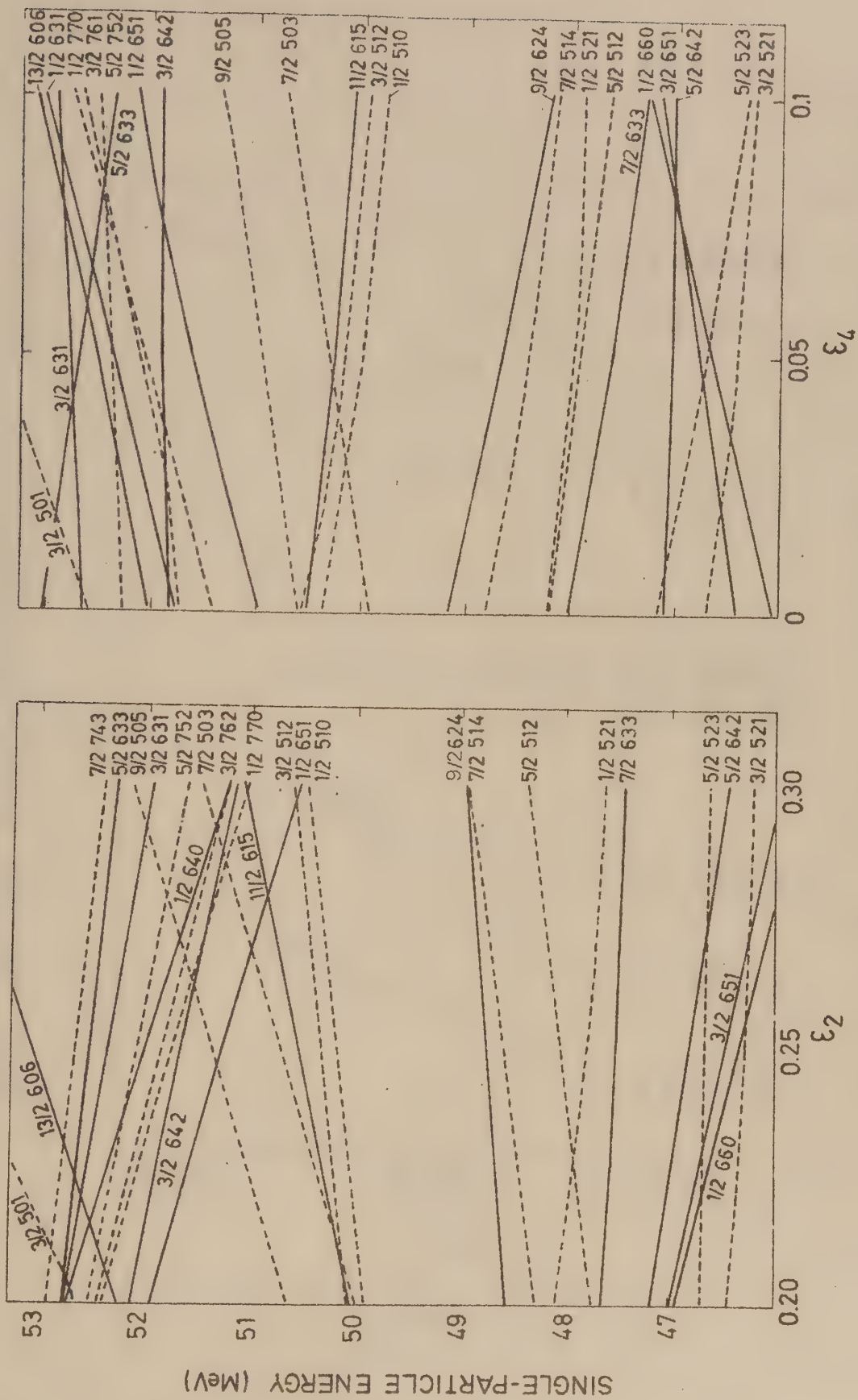


Figure 7

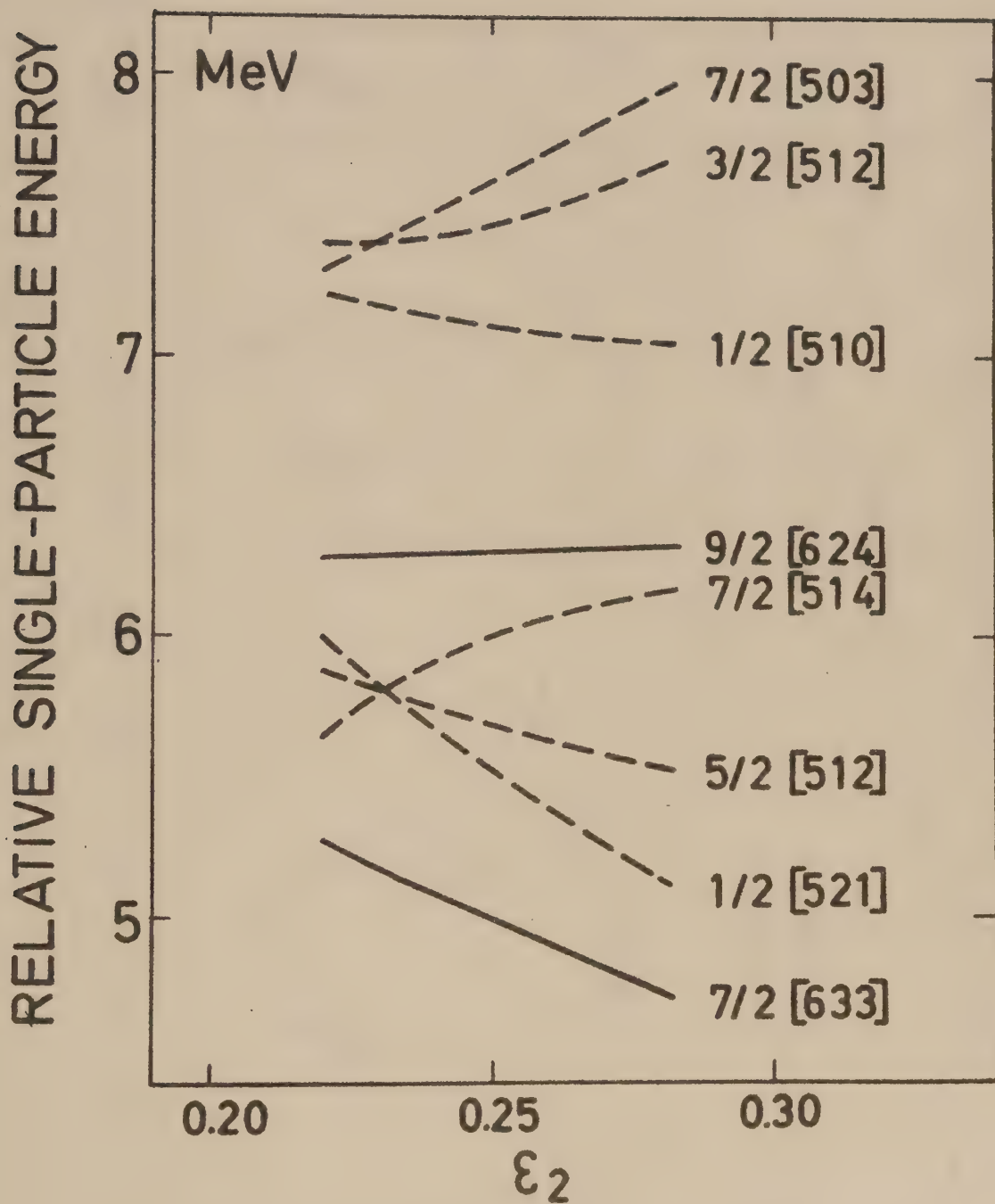


Figure 8

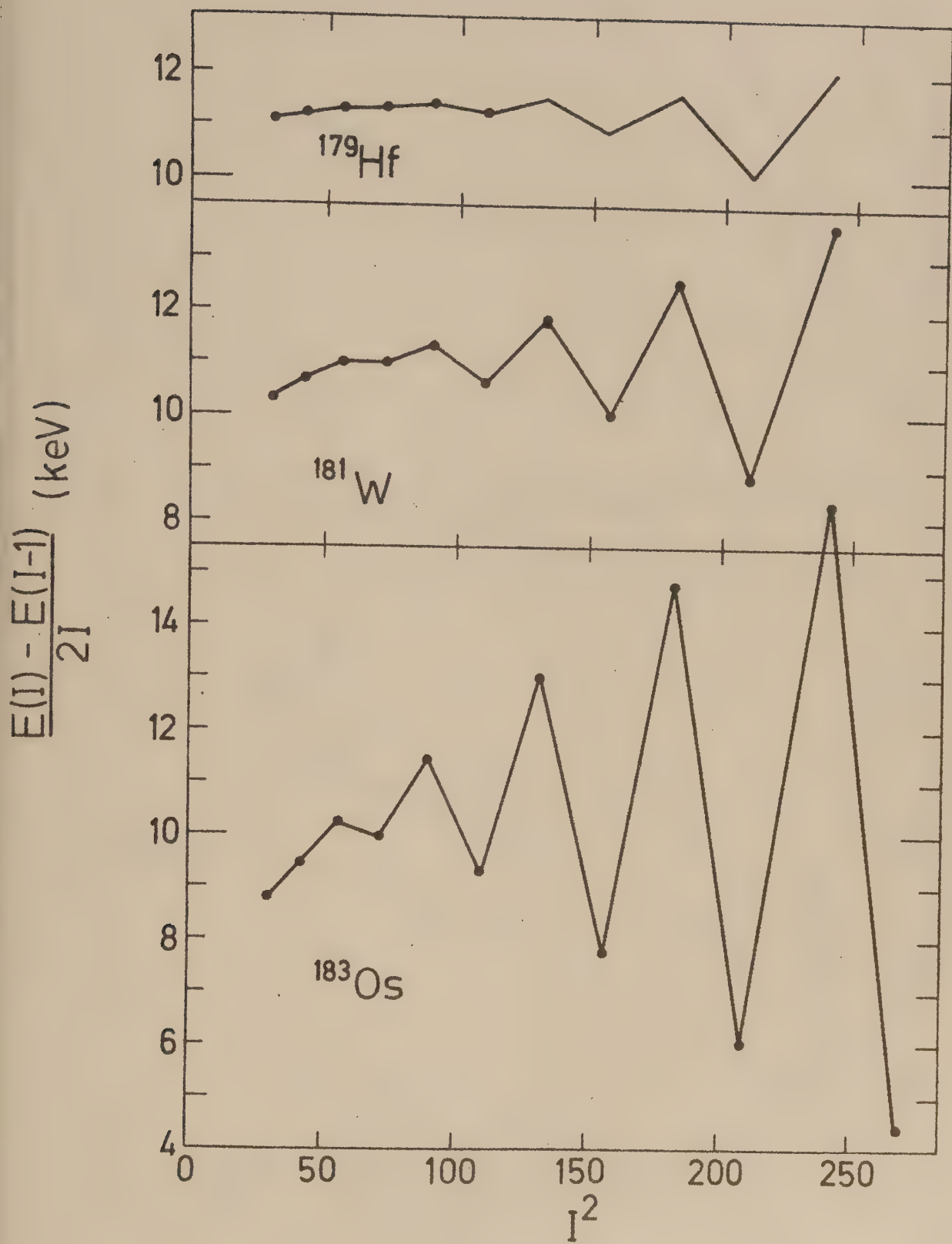


Figure 9

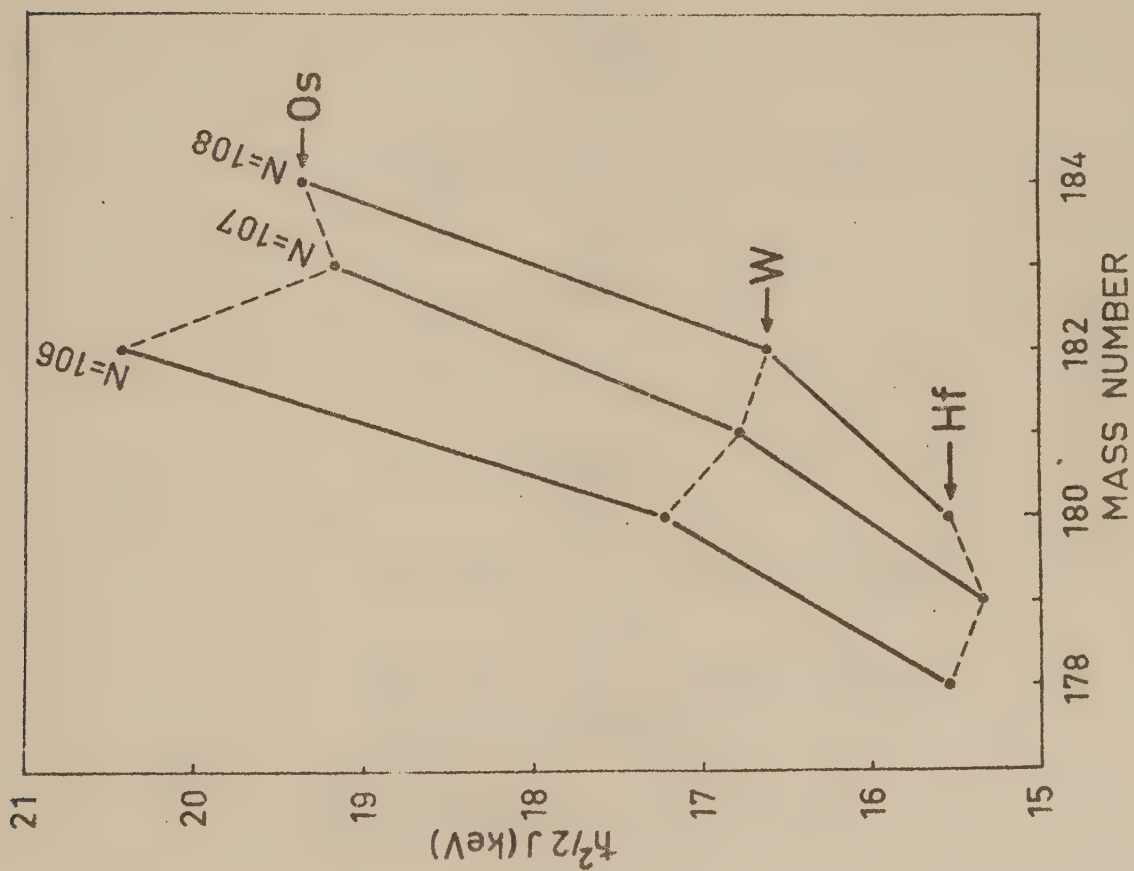
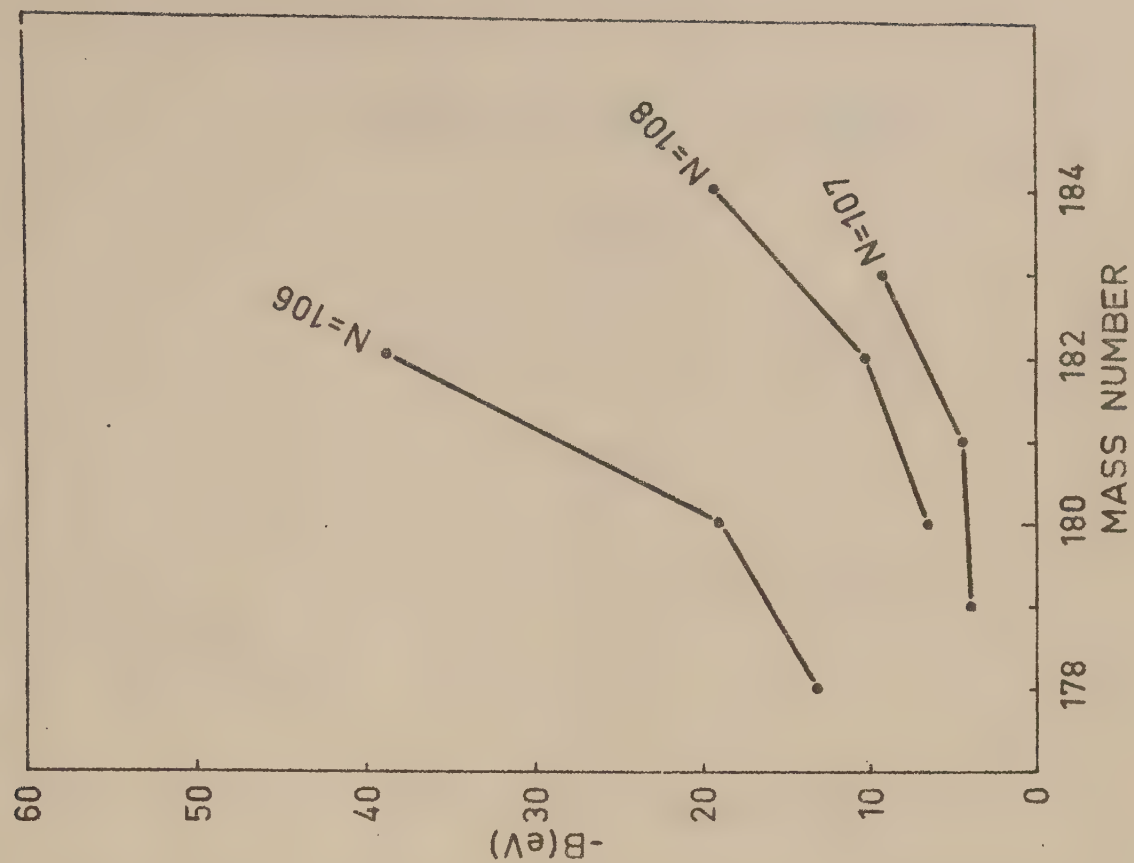
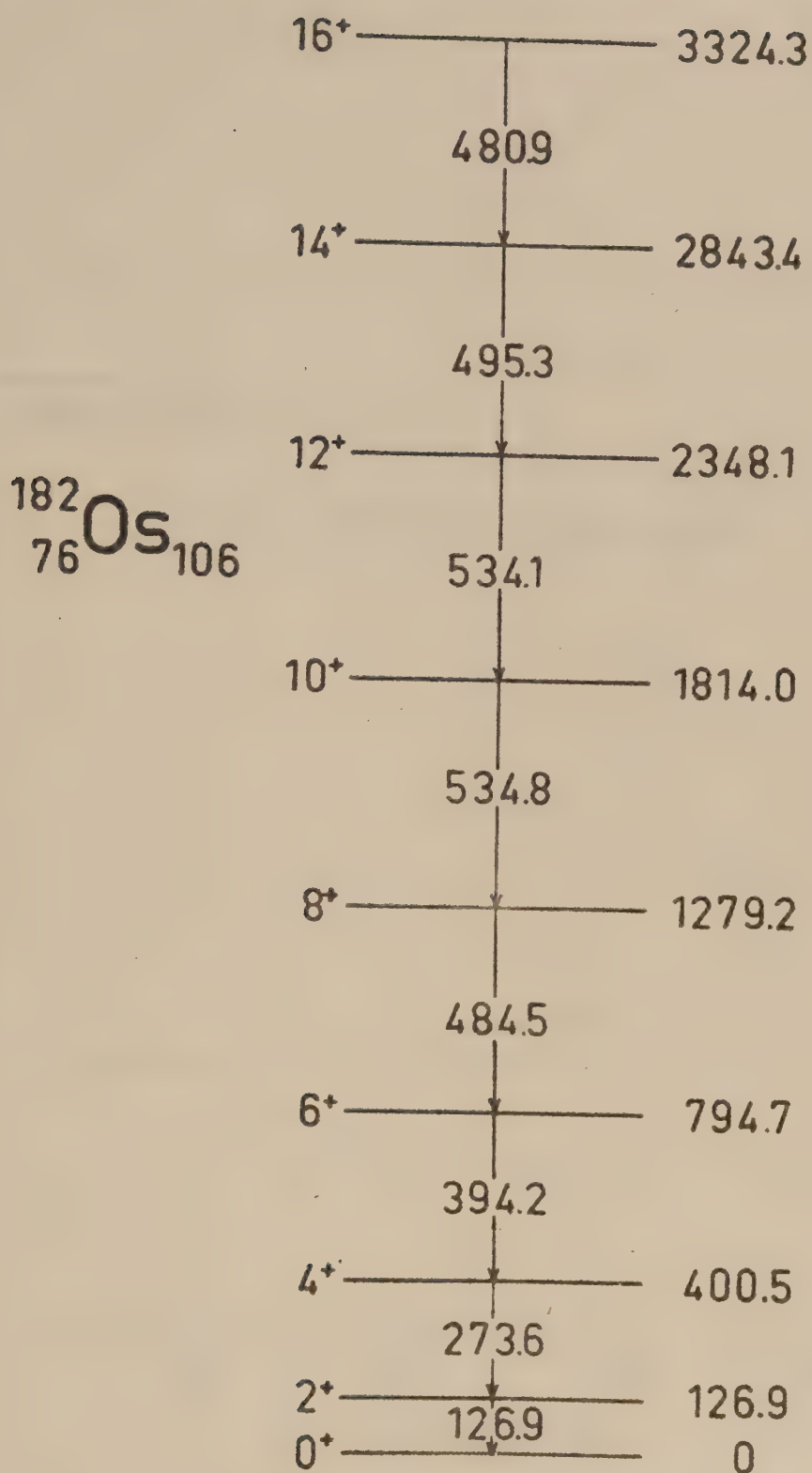


Figure 10



GROUND-STATE BAND

Figure 11

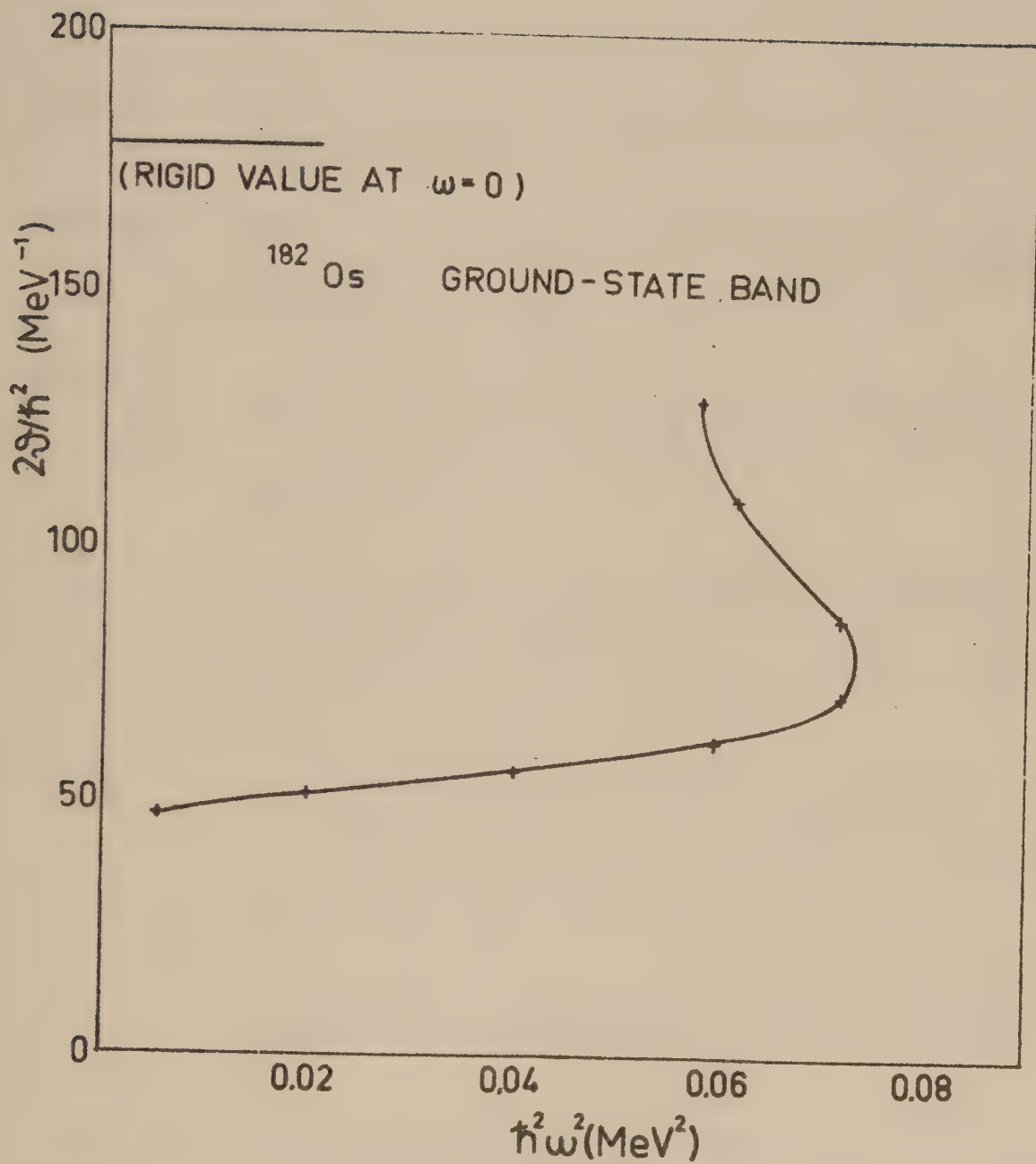


Figure 12

LEGENDE DES TABLEAUX

- Tableau 1 Caractéristiques des différents détecteurs Ge(Li) utilisés dans l'étude présente.
- Tableau 2 Energie, intensité, coefficients de distribution angulaire des rayonnements γ émis après le bombardement de ^{182}W par des particules α de 43 MeV.
- Tableau 3 Résultats qualitatifs de l'expérience de coïncidences.
- Tableau 4 Paramètres de déformation employés dans les calculs de niveaux de particules.
- Tableau 5 Paramètres obtenus d'après l'ajustement des niveaux rotationnels dans les bandes fondamentales de ^{179}Hf , ^{181}W et ^{183}Os . L'écart moyen entre énergies expérimentales et énergies calculées et le degré de liberté sont aussi donnés.
- Tableau 6 Energies de quasi-particules, éléments de matrice de l'opérateur j^+ , facteurs de pairing et facteurs d'atténuation utilisés dans les calculs de couplage rotation-particule pour les bandes fondamentales de ^{179}Hf , ^{181}W et ^{183}Os .
- Tableau 7 Energies expérimentales et calculées et fonctions d'onde $|IM\rangle = \sum_K C_{I,K} |IMK\rangle$ pour les niveaux de la bande fondamentale de ^{179}Hf .
- Tableau 8 Energies expérimentales et calculées, et fonctions d'onde $|IM\rangle = \sum_K C_{I,K} |IMK\rangle$ pour les niveaux de la bande fondamentale de ^{181}W .
- Tableau 9 Energies expérimentales et calculées, et fonctions d'onde $|IM\rangle = \sum_K C_{I,K} |IMK\rangle$ pour les niveaux de la bande fondamentale de ^{183}Os .

Tableau 10 Comparaison entre les valeurs expérimentale et calculée du rapport d'embranchement λ_1 pour les niveaux des bandes fondamentales de ^{179}Hf , ^{181}W et ^{183}Os .

Tableau 11 Valeur expérimentale et calculée du moment magnétique de l'état fondamental dans ^{179}Hf , ^{181}W et ^{183}Os .

TABEAU 1

Volume et structure	Résolution	Expérience
0,9 cm ³ plane	0,6 keV à 100 keV	spectres directs, distributions angulaires,
20 cm ³ coaxiale	1,0 keV à 400 keV	fonctions d'excitation
43 cm ³ coaxiale	2,3 keV à 400 keV	spectres directs, fonctions d'excitation
43 cm ³ coaxiale	2,0 keV à 400 keV	expérience de coïncidences
	2,1 keV à 400 keV	expérience de coïncidences

TABLEAU 2

E_Y (keV)	I_Y^{125} (Int. Rel)	Coefficients de distribution angulaire		Attribution
		A_2/A_0	A_4/A_0	
75.0	170			
77.8	120			
80.0	50			
83.6	50			
84.8	125			
86.5	30			
87.6	250	-0.15 ± 0.15	$+0.10 \pm 0.15$	
88.3	60			
94.0	35			
96.5	1780	-0.48 ± 0.06	$+0.21 \pm 0.07$	96.5 $\rightarrow$ 0
100.1	510			R: (α, α')
102.2	185	-0.24 ± 0.11	-0.17 ± 0.13	
109.9	535	0.00 ± 0.06	$+0.07 \pm 0.06$	
113.4	45			
114.4	600			R: ^{183}Re
117.3	45	-0.68 ± 0.60	$+0.39 \pm 0.50$	
119.8	680	$+0.15 \pm 0.06$	$+0.08 \pm 0.08$	$^{184}\text{Os} \quad 2^+ \rightarrow 0^+$
122.0	95	-0.56 ± 0.25	$+0.06 \pm 0.20$	
122.8	1850	-0.47 ± 0.02	$+0.24 \pm 0.03$	219.3 $\rightarrow$ 96.5
125.6	90	$+0.06 \pm 0.22$	$+0.26 \pm 0.20$	
126.9	2000	$+0.18 \pm 0.02$	-0.14 ± 0.02	$^{182}\text{Os} \quad 2^+ \rightarrow 0^+$
129.5	113	-0.01 ± 0.25	$+0.21 \pm 0.30$	
136.9	80			
140.1	60			
145.3	100			
145.8	55			R: ^{183}Re
146.4	125	-0.04 ± 0.14	$+0.38 \pm 0.14$	
156.2	1640	-0.49 ± 0.03	$+0.26 \pm 0.03$	375.5 $\rightarrow$ 219.3
158.2	105	-0.08 ± 0.23	$+0.22 \pm 0.24$	
164.3	79	-0.36 ± 0.34	$+0.15 \pm 0.30$	
166.2	1580	-0.49 ± 0.03	$+0.23 \pm 0.03$	541.7 $\rightarrow$ 375.5
167.9	70			R: ^{183}Re
175.3	160	-0.21 ± 0.30	$+0.15 \pm 0.35$	
176.1	90	$+0.12 \pm 0.24$	$+0.46 \pm 0.28$	
178.1	75			

180.2	220			R:
182.5	315	-0.40 ± 0.15	$+0.15 \pm 0.15$	
184.2	100			18F
187.5	550	-0.49 ± 0.07	$+0.12 \pm 0.08$	952.0 $\rightarrow$ 764.4
187.7				1444.2 $\rightarrow$ 1256.6
190.6	480	-0.33 ± 0.16	$+0.42 \pm 0.14$	
191.1	90			
195.5	200	$+0.26 \pm 0.13$	-0.16 ± 0.16	19F
197.2	660			
203.8	105			
206.2	105	-0.84 ± 0.36	-0.24 ± 0.34	
209.3	220	-0.79 ± 0.21	$+0.00 \pm 0.19$	
211.1	60	$+0.07 \pm 0.37$	$+0.29 \pm 0.38$	
212.0	60	-0.32 ± 0.66	-0.61 ± 0.78	
219.3	655	$+0.28 \pm 0.04$	-0.09 ± 0.06	219.3 $\rightarrow$ 0
221.7	150	-0.61 ± 0.19	$+0.36 \pm 0.17$	
222.6	710	-0.68 ± 0.06	$+0.18 \pm 0.06$	764.4 $\rightarrow$ 541.7
228.8	300	-0.15 ± 0.15	$+0.07 \pm 0.15$	
229.6	120			
231.3	100			
233.9	80			
235.7	60			
236.9	530			
241.3	100			
243.2	100			
250.0	160			
254.3	210	-0.25 ± 0.12	$+0.17 \pm 0.15$	
260.5	320			R: $^{182}\text{Re } 9/2^+ \rightarrow 5/2^+$
262.7	125			
264.0	1510	$+0.21 \pm 0.03$	-0.02 ± 0.03	$^{184}\text{Os } 4^+ \rightarrow 2^+$
273.6	3505	$+0.23 \pm 0.02$	-0.17 ± 0.02	$^{182}\text{Os } 4^+ \rightarrow 2^+$
279.1	1825	$+0.22 \pm 0.03$	-0.12 ± 0.03	375.5 $\rightarrow$ 96.5
282.6	80			
296.5	190			
300.0	145			
304.6	275	-0.45 ± 0.07	$+0.26 \pm 0.07$	1256.6 $\rightarrow$ 952.0
314.9	105			
322.5	2835	$+0.26 \pm 0.04$	-0.12 ± 0.06	541.7 $\rightarrow$ 219.3
351.2	145			
353.7	160	$+0.13 \pm 0.20$	-0.42 ± 0.45	
356.6	240	$+0.27 \pm 0.26$	-0.23 ± 0.33	
361.6	120			

354.9	183			
365.8	156			
367.6	173			
369.5	122			
370.0	244	$+0.24 \pm 0.16$	-0.17 ± 0.23	
379.2	262			
380.0	576	$+0.47 \pm 0.10$	$+0.01 \pm 0.15$	
381.5	126			
382.1	987			R: $183\text{Re } 9/2^- \rightarrow 7/2^+$
389.0	2206	$+0.35 \pm 0.03$	-0.02 ± 0.04	$764.4 \rightarrow 375.5$
390.7	1126	$+0.28 \pm 0.09$	$+0.07 \pm 0.14$	$184\text{Os } 6^+ + 4^+$
392.8	1783	$+0.13 \pm 0.03$	$+0.23 \pm 0.05$	
394.2	2338	$+0.23 \pm 0.03$	-0.20 ± 0.04	$182\text{Os } 6^+ + 4^+$
398.5	123			
400.2	355	$+0.52 \pm 0.20$	$+0.19 \pm 0.25$	
409.4	204			
410.3	2569	$+0.28 \pm 0.03$	-0.09 ± 0.04	$952.0 + 541.7$
424.5	166			
425.5	215			
430.8	220			
432.0	693	$+0.24 \pm 0.19$	-0.10 ± 0.25	
436.4	553	$+0.30 \pm 0.20$	-0.14 ± 0.30	
441.2	151			
449.5	266			
451.4	143			
453.4	169			
463.3	342			
464.4	157			
480.9	204			$182\text{Os } 16^+ + 14^+$
482.8	585	$+0.40 \pm 0.09$	$+0.01 \pm 0.14$	
484.5	1596	$+0.26 \pm 0.04$	-0.13 ± 0.06	$182\text{Os } 8^+ + 6^+$
486.0	745	$+0.37 \pm 0.14$	-0.02 ± 0.19	
491.8	563			
492.0	} 2997	$+0.33 \pm 0.08$	$+0.01 \pm 0.09$	$1256.6 + 764.4$
492.2				$1444.2 + 952.0$
494.0	168			
495.3	240			$182\text{Os } 14^+ + 12^+$
501.7	720	$+0.11 \pm 0.09$		$184\text{Os } 8^+ + 6^+$
511				annihilation
534.1	} 1132			$182\text{Os } 12^+ + 10^+$
534.8				$182\text{Os } 10^+ + 8^+$
539.6	190			

554.0	288
574.9	800
584.2	270
588.7	574
596.7	751
600.6	284
652.5	139
657.0	305
670.1	208
677.4	411
709.1	322
812.3	708
845.9	547
849.1	1082
969.6	497
1025.2	1012
1051.9	501
1310.2	1027

1820s $8^- \rightarrow 8^+$

2019.1 $\rightarrow$ 1444.2

1845.3 $\rightarrow$ 1256.6

1840s $10^+ \rightarrow 8^+$

2676.1 $\rightarrow$ 2019.1

2522.7 $\rightarrow$ 1845.3

E_{γ} (keV) (voie fenêtre)	E_{γ} (keV) des rayonnements γ détectés en coïncidence
96.5	122.8, 156.2, 166.2, 187.5+187.7, 222.6, 279.1, 322.5, 389.0, 410.3, 432.0 ^a , 492.0+492.2
119.8	264.0, 390.7, (392.8 ^a)
122.8	96.5, 156.2, 166.2, 187.5+187.7, (209.3 ^a), 222.6, 322.5, 389.0, 410.3, (486.0 ^a), 492.0+492.2, 574.9
126.9	273.6, 394.2, 484.5, 534.1 + 534.8, 554.0
156.2	96.5, 122.8, 166.2, 187.5+187.7, 219.3, 222.6, 389.0, 410.3, 492.0+492.2, (584.2 ^a), 588.7
166.2	96.5, 122.8, 156.2, 187.5+187.7, 219.3, 222.6, 279.1, 304.6, 392.8 ^a , 410.3, (486.0 ^a), 492.0+492.2
185.5 ^a	(158.2 ^a), 209.3 ^a , 314.9 ^a , (432.0 ^a), 436.4 ^a)
187.5 } 187.7 }	96.5, 122.8, 156.2, 166.2, 187.5+187.7, 219.3, 222.6, 304.6, 322.5, 389.0, 492.0+492.2, 574.9
190.6 ^a	156.2, 166.2, 400.2 ^a , 432.0 ^a , 464.4 ^a)
219.3	156.2, 166.2, 187.5+187.7, 222.6, 322.5, 389.0, 410.3, 492.0+492.2, (574.9)
222.6	96.5, 122.8, 156.2, 166.2, 187.5+187.7, 219.3, 279.1, 322.5, (380.0 ^a), (400.2 ^a), 463.3 ^a , 492.0+492.2, 574.9, 588.7
254.3 ^a	166.2, 175.3 ^a , 190.6 ^a , 209.3 ^a , (222.6), 236.9 ^a , 322.5, (370.0 ^a), 392.8 ^a , 410.3, 432.0 ^a , (486.0 ^a)
264.0	119.8, 390.7, (482.8 ^a), 501.7, 596.7
273.6	126.9, 394.2, 484.5, 534.1 + 534.8, 554.0
279.1	166.2, 222.6, 322.5, 389.0, 410.3, 492.0 + 492.2
322.5	96.5, 122.8, 219.3, 222.6, 410.3, (436.4 ^a), 492.0 + 492.2, 574.9
380.0 ^a	156.2, 166.2, 190.6 ^a , 392.8 ^a , (432.0 ^a), (486.0 ^a)
389.0 } 390.7 }	119.8, 122.8, 156.2, 166.2, 264.0, 279.1, 492.0 + 492.2, 501.7, 588.7
394.2	126.9, 273.6, 484.5, 534.1 + 534.8, 554.0

410.3	96.5, 122.8, 156.2, 166.2, (190.6 ^a), 219.3, 279.1, 322.5, 492.0+492.2, 574.9, 657.0
432.0 ^a)	166.2, 190.6 ^a), 356.6 ^a), 392.8 ^a), (436.4 ^a)
436.4 ^a)	322.5
480.9	126.9, 273.6, 394.2, 484.5, 495.3, 534.1 + 534.8
484.5	126.9, 273.6, 394.2, 534.1 + 534.8, 554.0
486.0 ^a)	155.6, 166.2, 219.3, 236.9 ^a), 322.5, 432.0 ^a)
492.0 }	96.5, 122.8, 156.2, 187 5+187.7, 219.3, 222.6, 279.1, 322.5, 389.0, 410.3, 574.9, 588.7, 657.0, (677.4)
492.2 }	
495.3	484.5, 534.1 + 534.8
501.7	119.8, 264.0, 390.7, 596.7, (652.5 ^a)
534.1 }	126.9, 273.6, 394.2, 484.5, 534.1 + 534.8
534.8 }	
554.0	126.9, 273.6, 394.6, 484.5, (534.8)
574.9	322.5, 410.3, 492.0 + 492.2, 657.0
588.7	279.1, 389.0, 492.0 + 492.2, 677.4
657.0	492.0 + 492.2, 574.9
677.4	492.0 + 492.2, 588.7

a) Transition non placée

TABLEAU 4

	$^{177}_{\text{Yb}}$ a)	$^{179}_{\text{Hf}}$ b)	$^{181}_{\text{W}}$ b)	$^{183}_{\text{Os}}$ a)
$\epsilon 2$	0,272	0,247	0,234	0,221
$\epsilon 4$	0,060	0,058	0,055	0,053

a) réf. 33

b) réf. 32

TABLEAU 5

Nuclide	^{179}Hf a)	^{181}W b)	^{183}Os
$\hbar^2/2\mathcal{I}$ (keV)	15,34	16,78	19,16
B(eV)	- 3,8	- 4,6	- 9,4
α	0,21	0,16	0,13
$\beta(\text{MeV}^{-2})$	0,45	0,83	1,37
$ \Delta E $ (keV) moy.	0,01	1,2 d)	1,6
d.l. c)	2	9 d)	7

- a) Le schéma de niveaux expérimental pour ^{179}Hf est donné dans la réf. 4.
- b) Le schéma de niveaux expérimental pour ^{181}W est donné dans la réf. 1.
- c) Le degré de liberté (d.l.) est défini comme le nombre de niveaux ajustés moins le nombre de paramètres libres.
- d) Cet ajustement des énergies comprend aussi les niveaux $7/2^+$ et $9/2^+$ de la bande de rotation construite sur l'état $7/2^+[633]$ (cf. réf. 1).

Orbite	¹⁷⁹ Hf				¹⁸¹ W				¹⁸³ Os			
	$E_K^{qp} - E_{9/2}^{qp}$ (keV)	$\langle K+1 j_+ K \rangle$	$P_{K,K+1}$	$f_{K,K+1}^f$	$E_K^{qp} - E_{9/2}^{qp}$ (keV)	$\langle K+1 j_+ K \rangle$	$P_{K,K+1}$	$f_{K,K+1}^f$	$E_K^{qp} - E_{9/2}^{qp}$ (keV)	$\langle K+1 j_+ K \rangle$	$P_{K,K+1}$	$f_{K,K+1}^f$
$\frac{1}{2} [660]$	2002.1	6.742 ^{a)}	1.000	0.924	1960.0	6.759 ^{a)}	1.000	0.981	1698.9	6.776 ^{a)}	1.000	0.994
$\frac{3}{2} [651]$	1910.5	6.522	1.000	0.895	1870.6	6.538	1.000	0.963	1624.0	6.554	1.000	0.986
$\frac{5}{2} [642]$	1622.9	6.165	0.997	0.807	1606.8	6.177	0.997	0.913	1344.9	6.188	0.997	0.941
$\frac{7}{2} [633]$	991.1	5.642	0.921	0.683	1029.3	5.648	0.932	0.794	844.7	5.653	0.927	0.826
$\frac{9}{2} [624]$	0.0	4.863	0.755	0.700	0.0	4.864	0.776	0.805	0.0	4.864	0.775	0.846
$\frac{11}{2} [615]$	1173.2	3.621	0.990	0.885	1160.8	3.618	0.989	0.946	1081.3	3.616	0.990	0.974
$\frac{13}{2} [660]$	3693.1				3506.8				3279.6			

a) Les facteurs de découplage $a = - < 1/2 | j_+ | -1/2 >$ pour les trois isotones ¹⁷⁹Hf, ¹⁸¹W et ¹⁸³Os sont respectivement égaux à 6,819, 6,835 et 6,853.

TABLEAU 7

Spin	E _{exp} (keV)	E _{calc} (keV)	Amplitude des fonctions d'onde (C _{IK})							
			1/2 ⁺ [660]	3/2 ⁺ [651]	5/2 ⁺ [642]	7/2 ⁺ [633]	9/2 ⁺ [624]	11/2 ⁺ [615]	13/2 ⁺ [606]	
9/2	0.0	0.0	0.001	0.005	0.025	0.148	0.989			
11/2	122.7	122.7	0.002	0.011	0.047	0.214	0.969	0.115		
13/2	268.9	268.9	0.008	0.021	0.071	0.265	0.948	0.160	0.008	
15/2	438.9	438.9	0.007	0.030	0.096	0.309	0.926	0.191	0.014	
17/2	631.5	631.5	0.025	0.048	0.124	0.347	0.903	0.213	0.019	
19/2	848.5	848.5	0.015	0.057	0.149	0.380	0.881	0.229	0.023	
21/2	1085.2	1085.2	0.061	0.093	0.186	0.411	0.852	0.238	0.028	
23/2		1349.6	0.025	0.091	0.205	0.435	0.835	0.248	0.032	

TABLEAU 8

Spin	E_{exp} (keV)	E_{calc} (keV)	$E_{\text{calc}} - E_{\text{exp}}$ (keV)	Amplitude des fonctions d'onde (C_{IK})						
				1/2 [660]	3/2 [651]	5/2 [642]	7/2 [633]	9/2 [624]	11/2 [615]	13/2 [606]
9/2	0.0	0.4	0.4	0.003	0.009	0.039	0.181	0.983		
11/2	113.3	113.7	0.4	0.004	0.020	0.070	0.257	0.953	0.143	
13/2	251.1	251.2	0.1	0.017	0.037	0.105	0.314	0.923	0.192	0.012
15/2	414.5	413.9	-0.6	0.013	0.050	0.138	0.361	0.894	0.223	0.019
17/2	599.6	599.2	-0.4	0.051	0.084	0.179	0.401	0.860	0.241	0.026
19/2	814.3	813.1	-1.2	0.026	0.091	0.207	0.432	0.834	0.254	0.031
21/2	1039.2	1040.0	0.8	0.115	0.157	0.260	0.461	0.786	0.252	0.035
23/2	1310.2	1309.6	-0.6	0.041	0.137	0.273	0.483	0.776	0.262	0.039
25/2	1560.4	1562.4	2.0	0.213	0.252	0.341	0.492	0.690	0.236	0.038
27/2	1899.4	1899.6	0.2	0.058	0.182	0.331	0.516	0.720	0.258	0.044
29/2	2156.0	2154.8	-1.2	0.325	0.349	0.405	0.488	0.574	0.201	0.035
31/2	2577.5	2577.6	0.1	0.074	0.224	0.380	0.537	0.669	0.248	0.046
33/2	2824.1 ^{a)}	2813.4		0.416	0.421	0.439	0.461	0.467	0.163	0.030

a) Le placement de ce niveau est incertain (Cf. ref. 1) ; ce niveau n'est donc pas compris dans l'ajustement des énergies.

TABLEAU 9

Spin	E _{exp} (keV)	E _{calc} (keV)	E _{calc} -E _{exp} (keV)	Amplitude des fonctions d'onde (C _{IK})							
				1/2 ⁺ [660]	3/2 ⁺ [651]	5/2 ⁺ [642]	7/2 ⁺ [633]	9/2 ⁺ [624]	11/2 ⁺ [615]	13/2 ⁺ [606]	
9/2	0.0	0.9	0.9	0.010	0.024	0.075	0.254	0.964			
11/2	96.5	97.0	0.5	0.011	0.045	0.128	0.346	0.913	0.170		
13/2	219.3	219.5	0.2	0.051	0.086	0.185	0.409	0.861	0.215	0.016	
15/2	375.5	373.7	-1.8	0.028	0.100	0.225	0.453	0.822	0.239	0.025	
17/2	541.7	542.1	0.4	0.136	0.182	0.292	0.486	0.755	0.238	0.030	
19/2	764.4	761.7	-2.7	0.049	0.158	0.308	0.512	0.743	0.251	0.036	
21/2	952.0	954.1	2.1	0.255	0.295	0.384	0.508	0.629	0.215	0.034	
23/2	1256.6	1255.9	-0.7	0.068	0.211	0.373	0.543	0.676	0.214	0.041	
25/2	1444.2	1445.6	1.4	0.366	0.589	0.437	0.488	0.504	0.176	0.031	
27/2	1845.3	1847.3	2.0	0.085	0.254	0.420	0.558	0.621	0.232	0.043	
29/2	2019.1	2016.7	-2.4	0.442	0.447	0.459	0.454	0.410	0.143	0.027	
31/2	2522.7	2522.3	-0.4	0.098	0.288	0.454	0.564	0.578	0.219	0.044	
33/2	2676.1 ^{a)}	2663.0		0.488	0.479	0.465	0.425	0.347	0.120	0.024	

a) Ce niveau rotationnel n'est pas compris dans l'ajustement des énergies

TABLEAU 10

Nuclide	Rapport d'embranchement λ_I				
	13/2	15/2	17/2	19/2	21/2
^{183}Os	Exp 0.36 ± 0.04	1.11 ± 0.05	1.8 ± 0.2	3.1 ± 0.3	
	Theorie 0.37	0.98	1.78	2.75	5.10
^{181}W a)	Exp 0.42 ± 0.03	1.09 ± 0.04	1.69 ± 0.09	2.3 ± 0.2	3.2 ± 0.4
	Theorie 0.42	1.00	1.60	2.35	3.32
^{179}Hf b)	Exp 0.426 ± 0.035	1.045 ± 0.045	1.84 ± 0.18	2.37 ± 0.18	3.61 ± 0.20
	Theorie 0.39	0.94	1.55	2.30	3.30

a) Cf. ref. 1

b) Les valeurs expérimentales de λ_I sont tirées de la référence 4.

TABLEAU 11

Nuclide	Moment magnétique (m.n.)	
	Théorie	Expérience
^{179}Hf	- 0,62	- 0,611 ± 0,017 ^{a)}
^{181}W	- 0,68	
^{183}Os	- 0,77	

a) Valeur donnée en réf. 4. La valeur obtenue par Büttgenbach et Meisel (réf. 17) est égale à
 - 0,61 ± 0,06 m.n.

REMERCIEMENTS

Bien que cette thèse soit présentée à l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble, le travail auquel elle correspond a été effectué entièrement au Forskninginstitutet för Atomfysik de Stockholm.

Je voudrais donc remercier toutes les personnes de cet Institut pour l'accueil qu'elles m'ont réservé, et notamment les docteurs H. RYDE, S.A. HJORTH, Th. LINDBLAD et A. JOHNSON pour les directives et les conseils qu'ils m'ont donnés tout au long de ce travail.

Monsieur le Professeur J. VALENTIN, Directeur de l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble a débrouillé les nombreux problèmes administratifs et financiers causés par mon séjour en Suède et a accepté de présider le jury de cette thèse : je l'en remercie.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur R. PIEPENBRING, Maître de Recherches à Grenoble et à Monsieur le Professeur J.P. LONGQUEUE qui ont bien voulu faire partie de ce jury.

Enfin, je remercie Madame RIZK qui a dactylographié ce texte et Monsieur LE DORTZ qui en a assuré l'impression.

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le 3 Avril 1973.

le Président de la thèse

Valin

VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

le Président de l'Université
Scientifique et Médicale

[Signature]

